THE PROPAGATION OF ULTRASONICS IN ORGANIC LIQUIDS UNDER PRESSURE. VARIATION OF SPECIFIC HEAT RATIO AND VISCOSITY WITH PRESSURE

by H. F. Eden and E. G. Richardson † King's College, Newcastle upon Tyne

Summary

Measurements of velocity and attenuation of ultrasonic pulses in a number of organic liquids at pressures up to 10 000 lb/in² are reported, using an apparatus previously described (Acustica 7 [1957], 193). By comparing the deduced adiabatic compressibility with the known isothermal compressibility the ratio of specific heats as a function of pressure for each liquid is determined. The absorption coefficient is measured in four liquids over the same range of pressure.

Sommaire

On donne le résultat des mesures de vitesse et d'amortissement des impulsions ultrasonores dans divers liquides organiques à des pressions dépassant 10 000 livres/pouces carrés effectuées avec un appareil déjà décrit (Acustica 7 [1957], 193). En comparant la compressibilité adiabatique qu'on en déduit à la compressibilité isothermique qui est bien connue on détermine le rapport des chaleurs spécifiques qui, pour chaque liquide est une fonction bien définie de la pression. Le coefficient d'absorption a été mesuré pour quatre liquides pour les mêmes valeurs de la pression.

Zusammenfassung

Es wird über Messungen der Geschwindigkeit und Dämpfung von Ultraschallimpulsen in einer Reihe von organischen Flüssigkeiten bei Drucken bis zu 10 000 lb/in² berichtet, wobei eine bereits früher (Acustica 7 [1957], 193) beschriebene Apparatur benutzt wurde. Durch Vergleich der abgeleiteten adiabatischen Kompressibilität mit der bekannten isothermen Kompressibilität wird das Verhältnis der spezifischen Wärmen als Funktion des Druckes für jede Flüssigkeit bestimmt. Der Absorptionskoeffizient wurde für vier Flüssigkeiten im gleichen Druckbereich gemessen.

1. Introduction

In this journal, there appeared some three years ago a description by Tatt [1] of an apparatus in which measurements of the velocity and absorption of ultrasonics in liquids up to pressures of 10 000 lb/in² could be made, and values of adiabatic and isothermal compressibility and of ultrasonic viscosity calculated. In another paper, Richardson and Tatt [2] reported measurements of this type on a number of liquids, viz, water, carbon tetrachloride, benzene, ether, pentane, glycerine and monofluorand trichlormethane between 15° C and 45° C.

In this paper similar results are described at 3 Mc/s in alcohols, monohalogenated benzenes, acctone, hexanes, isopentane and acetaldehyde at temperatures between 0° C and 50° C.

2. Apparatus

The previous apparatus (Fig. 1 see also Tait, Figs. 1 to 3), was employed but it was adapted for measurements in liquids at temperatures below that of the room. For this purpose the pressure vessel containing the interferometer and liquid under investigation lowered into a domestic refrigerator and connected by pressure tubing to the reservoir and pressure intensifier (Fig. 2). The temperature of the liquid was measured by a calibrated thermocouple.

During any particular velocity run it is important that the wavelength should remain constant within the accuracy of measurement. This implies constancy of temperature, frequency and pressure. The temperature control was adequate in this respect pro-

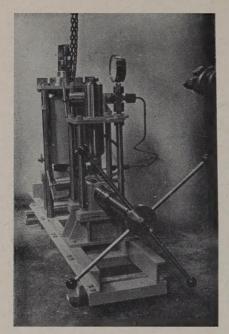


Fig. 1. Photograph of pressure apparatus containing interferometer.

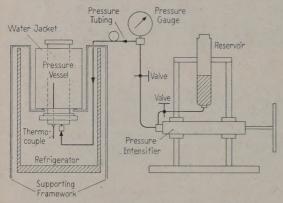


Fig. 2. Diagram of apparatus, showing refrigerator.

vided that the compression was carried out at a sufficiently slow rate to prevent heating of the liquid. The opposite effect was observed at high temperatures in that compression caused cooling through the injection of cold liquid into the cylinder. It was necessary at these temperatures to wait until equilibrium had been re-established before proceeding with the measurements.

The most disturbing feature was pressure leakage, which, being usually small, was difficult to locate. The pulse-method for velocity measurements proved extremely sensitive to pressure change and in fact the method frequently adopted for leak testing was simply to observe the steadiness of the pulse. How-

ever trouble in this respect decreased with experience in handling the equipment and with the acquired knowledge of the areas most vulnerable to pressure leakage.

Preliminary experiments on absorption showed that the change in the echo level observed was often relatively small, of the order of 3 dB. The attenuator was calibrated in 0.5 dB-steps and therefore only six points could be obtained on the scale each carrying an experimental error of about 10%. However the use of a pulse expander provided a means of extrapolating the attenuator readings up to 0.1 dB and gave greater accuracy.

An alternative method was to dispense with the attenuator and to use an oscilloscope camera and take photographs of the echo pattern from both reflectors, and from the oscilloscope face, at pressure intervals of 1000 lbs/in2 during both compression and decompression. The films were analysed later in the following fashion. The difference in level between the main and auxiliary reflections was measured for each picture. The ratios of these differences, for the pressure steps of 1000 lbs/in2, when expressed in decibels, gave the change in attenuation over the path distance used. This method was advantageous when the signals were small (high absorption) and also because twenty points were obtained on each curve. However, more computation was required than in the other method, wherein the attenuator was used and the signal kept to a constant level.

Within the experimental error the two methods give the same value. The slope of the curve does however depend on the value of α at atmospheric pressure which must be determined by other means (e. g. moving path interferometer).

3. Treatment of results

The main object of these experiments was to compile thermodynamic data on these liquids such as are now required by chemists and engineers. As far as velocity measurements are concerned the evidence is that dispersion (variation with frequency) is unlikely so that, combining our adiabatic compressibility with known values of the isothermal compressibility, a value for the specific heat ratio $\gamma = C_p/C_v$ and its variation with pressure P may be given for each liquid. The velocity of sound V can also be expressed by using the molecular weight M and specific volume v thus

$$V^2 = -\gamma \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T \frac{v^2}{M} \,. \tag{1}$$

Other thermodynamic data can be deduced, if the detail is precise enough to enable one to measure

gradients of the curves with accuracy. To give examples, the velocity of sound may be expressed as

$$V^{2} = -v^{2} \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_{T} + v^{2} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_{v}^{2} \frac{T}{C_{v}}. \tag{2}$$

When the slope along an isothermal goes to zero, as at the critical point, we are left with the second term. From this $(\partial p/\partial T)_v$ can be calculated, given C_v from other experiments.

The velocity of sound may also be expressed in terms of entropy S, as $V^2 = v^2 (\partial p/\partial v)_S$, which has the advantage of having entropy as independent variable. Or, in terms of pressure and temperature.

$$V^{2} = -\frac{\left(\frac{\partial G}{\partial p}\right)^{2} \left(\frac{\partial^{2} G}{\partial T^{2}}\right)}{\frac{\partial^{2} G}{\partial p^{2}} \frac{\partial^{2} G}{\partial T^{2}} \left(\frac{\partial^{2} G}{\partial p \partial T}\right)^{2}}.$$
 (3)

The independent variables herein are pressure and temperature and this is convenient for deriving tables of Gibbs' function G.

These examples are given to show the possibilities of applying acoustic measurements to the compiling of thermodynamic tables.

The absorption data are more difficult to express in a thermodynamically useful form. The classical theory relates the Stokes coefficient α/f^2 to the kinematic viscosity ν , thus

$$\frac{\alpha}{f^2} = \frac{8\pi^2}{3} \cdot \frac{\nu}{V^3} \,. \tag{4}$$

We have calculated the "ultrasonic viscosity" from this equation, and compared it in the tables with the shear viscosity, which is always much smaller.

4. Velocity results

These are presented in the form of tables, which include calculated adiabatic elasticities and isothermal elasticities — from Bridgman [4] except where noted. Hence values of the specific heat ratio were obtained.

Table I.

Pressure kg/cm ²	Velocity m/s.	Density gm/cc.	Isothermal compressibility c. g. s.	γ
11111	Meth	yl alcohol	at 20° C.	= 70
0	1123	0.791	1.12 . 10-10	1.187
500	1365	0.824	$0.653 \cdot 10^{-10}$	1.014
1000	1547	0.850	$0.540 \cdot 10^{-10}$	1.100
	Ethy	yl alcohol	at 20° C.	
0	1175	0.789	1.07 - 10-10	1.211
500	1426	0.823	0.633 · 10-10	1.067
1000	1622	0.848	$0.541 \cdot 10^{-10}$	1.207

4.1. Alcohols

The velocities in methyl and ethyl alcohol are shown on a graph (Fig. 3). The former curve at 30° C passes through a value obtained by Litowitz and Carnovale [3].

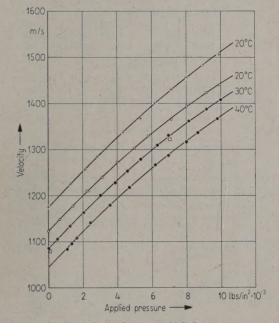


Fig. 3. Isothermal of velocity in alcohols.

+ ethyl, ○ remainder, • methyl, □ from [3].

4.2. Monohalogenated benzenes

Fig. 4 shows these results. BRIDGMAN [4] measured the isothermal compressibility in two of them (Table II). The variation with temperature at atmosphere pressure is also shown on Fig. 5.

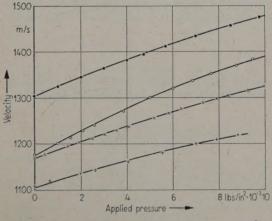


Fig. 4. Velocities in four halogenated benzenes at 22° C. \bullet chloro, \circlearrowleft fluoro, \times bromo, + iodo.

Table II.

Values of velocity and specific heat ratio at 50° C.

Pressure kg/cm ²	Velocity m/s.	Density gm/cc.	Isothermal com- pressibility c. g. s.	γ
1		Chloroben	zene	
0	1227	1.0739	0.855 · 10-10	1.382
500	1361	1.1121	0.593 · 10-10	1.222
1000	1476	1.1413	$0.464 \cdot 10^{-10}$	1.156
		Bromoben	zene	
0	1074	1.4544	0.877 - 10-10	1.471
500	1193	1.5035	0.544 - 10-10	1.164
1000	1601	1.5391	0.425 · 10-10	1.107

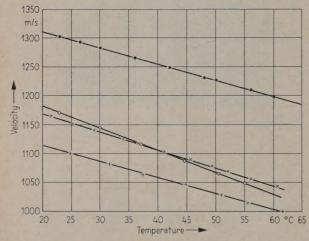


Fig. 5. Isobars of velocity in four halogenated benzenes at atmospheric pressure.

• chloro, O fluoro, × bromo, + iodo.

It may be noted for the sake of comparison that Schulze [5] has measured γ at 35°C and atmospheric pressure, quoting a value 1.37. Only for bromo- and chlorobenzene is it possible to calculate the compressibility (for lack of density data on the other two liquids).

4.3. Acetone

Velocities were measured at 20° , 30° and 40° C and treated in the same way (Table III and Fig. 6).

Table III. Values of velocity and specific heat ratio. Acetone at 20° C.

Pressure kg/cm ²	Velocity m/s.	Density gm/cc.	Isothermal com- pressibility c. g. s.	γ
0	1203	0.7916	$\begin{array}{c} 1.24 \cdot 10^{-10} \\ 0.69 \cdot 10^{-10} \\ 0.57 \cdot 10^{-10} \end{array}$	1.421
500	1418	0.8278		1.146
1000	1576	0.8517		1.201

Schulze finds $\gamma = 1.44$ at 20° C and atmospheric pressure. Our results for γ can be compared.

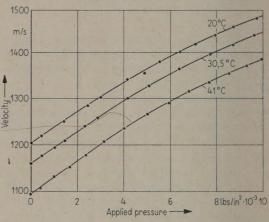


Fig. 6. Isothermals of velocity in acetone.

4.4. The hexanes

Richards et al. [6] give values of compressibility in hexane, so we could calculate γ . Schulze's value at 1.32 is manifestly in error. No data were available for calculating γ in cyclohexane. The velocity in cyclohexane is appreciably higher. An interesting point was found here in that the cyclohexane froze at a pressure of 4100 lbs/in² and a temperature of 19° C. This was characterised by a sudden drop in pressure. No discontinuity in the velocity curve was observed but the experiment was not repeated due to the sudden strain imposed on the sylphon which was not designed to withstand it. The measurements on hexane were made at 20° C and 37° C (Fig. 7).

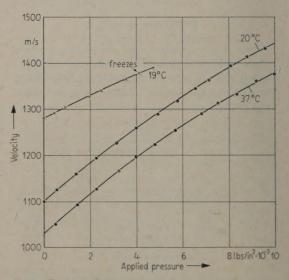


Fig. 7. Isothermals of velocity in hexanes.

• n-hexane, × cyclohexane.

Table IV. Values of velocity and specific heat ratio. Hexane at 20° C.

Pressure kg/cm ²	Velocity m/s.	Density gm/cc.	Isothermal compressibility c. g. s.	γ
0	1203	0.6582	1.55 · 10-10	1.252
150	1275	0.6710	1.175 · 10-10	1.148
250	1320	0.6785	1.044 · 10-10	1.125
400	1377	0.6893	$0.914 \cdot 10^{-10}$	1.125
500	1415	0.6959	$0.914 \cdot 10^{-10}$	1.183
1000	1576	0.7248	0.717 - 10-10	1.236

4.5. Isopentane

Velocities were measured at several temperatures and γ calculated at 0° C (Fig. 8). Schulze's value for γ is 1.25 .

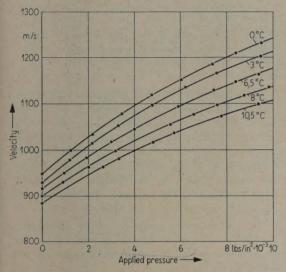


Fig. 8. Isothermals of velocity in isopentane.

Table V.

Isopentane at 0° C.

Pressure kg/cm ²			Isothermal com- pressibility c. g. s.	γ
0	950	0.6406	$2.10 \cdot 10^{-10}$	1.214
500	1176	0.6837	1.07 - 10-10	1.047
1000	1358	0.7906	$0.78 \cdot 10^{-10}$	1.020

4.6. Acetaldehyde

Velocities at two temperatures are given on Fig. 9. It would appear from this work that Rao's rule for the product of molecular weight and velocity and of density may be extended to the pressure field. The quantity $M V^{1/3} \varrho^{-1}$ has been found to be constant (in most cases to better than 2%) over the

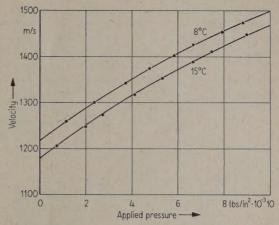


Fig. 9. Isothermals of velocity in acetaldehyde.

available pressure range. This possibly affords a method of calculating volume changes with pressure if the velocity is known over the pressure range.

Fig. 10 summarises the velocity results.

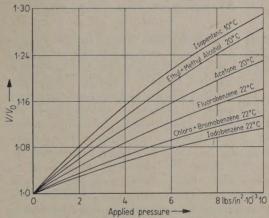


Fig. 10. Variation of velocity with pressure in 6 liquids.

5. Absorption results

The attenuation of the pulse at 9 Mc/s (3rd harmonic of a 3 Mc/s quartz) was measured in monohalogenated benzenes, acetone and the hexanes, ethyl acetate.

Fig. 11 in chloro- and bromobenzene is typical, the values of α/f^2 being shown as isothermals against pressure.

It ist interesting to note that the absorption in these four liquids is very much less than in benzene $\left(\alpha/f^2\times 10^{17}=830\,\frac{1}{\mathrm{cm\cdot sec^2}}\right)$. This seems to confirm the view that the high value of absorption in benzene is due to the great symmetry of the molecules and to

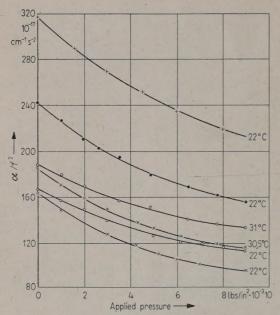


Fig. 11. Isothermals of α/f^2 in halogenated benzenes. + fluoro, \bullet iodo, \times bromo, \bigcirc chloro.

their non-polar character. When a halogen atom replaces a hydrogen atom the pressure of a dipole can provide a certain coupling between translational and vibrational degrees of freedom and probably the presence of a group different from the remaining H atoms can increase the efficiency of the collisions from the point of view of inelastic transition in a way analogous to what happens when different molecules are added to an unassociated, very absorbing liquid. The absorption decreases in the order fluoro-, iodo-, chloro-, bromobenzene; however the temperature results show that below 12° C bromobenzene is more absorbing than chlorobenzene (agreeing very well with SETTE's [7] results at atmospheric pressure). The chloro- and bromo-benzene pressure curves show no tendency to cross but rather they diverge with increasing pressure.

The succession observed in absorption values is not common in the properties of halogen compounds. A similar behaviour is however presented by the dipole moments of these molecules. The values of the dipole moment are $1.40\,D$ for fluorobenzene, $1.55\,D$ for chlorobenzene, $1.52\,D$ for bromo-benzene, and $1.50\,D$ for iodobenzene. However the simple hypothesis that an increase in dipole moment means a decrease in ultrasonic absorption does not explain the experimental results completely, because the dipole moment in iodobenzene is lower than in fluorobenzene as is the ultrasonic absorption. Unfortunately no data for effects of pressure on the dipole moments of these compounds could be

found. Data on viscosity and specific volume for chloro- and bromobenzene is available at 30° C from Bridgman.

Table VI.

Pressure kg/cm ²	${ m Ab}$ sorption $lpha/f^2$ ${ m cm}^{-1}{ m sec}^{-2}$	Density g/cm ³	Shear vis- cosity centi- poise	Kine- matic viscosity centi- stokes	$\alpha_{\rm exp}$ $\alpha_{\rm class}$
	Absorption	n in chlor	obenzene	at 30° C.	
0.0	188 - 1017	1.095	0.711	0.65	23.5
140.5	169 · 1017	1.105	0.775	0.702	22.1
281.0	155 · 1017	1.114	0.84	0.754	19.7
422.0	143 - 1017	1.123	0.92	0.82	17.8
562.0	136 · 1017	1.132	0.99	0.875	17.3
703.0	131 · 1017	1.141	1.08	0.946	16.4
	Absorption	n in brom	obenzene	e at 30° C.	
0.0	184 · 1017	1.481	0.985	0.665	15.3
140.6	159 · 1017	1.494	1.08	0.723	13.4
281.0	$140 \cdot 10^{17}$	1.506	1.14	0.757	11.7
422.0	127 · 1017	1.519	1.285	0.846	10.6
562.0	118 · 1017	1.530	1.515	0.990	9.05
703.0	$114 \cdot 10^{17}$	1.541	1.640	1.964	8.75

In both cases the classical absorption falls at first and then increases. The minimum is due to the curvature of the velocity isothermals and the convex curvature towards the pressure axis of the viscosity curve. This type of behaviour is probably true of all liquids for at high pressures the change in viscosity predominates over the changes in compressibility and density. The minimum will naturally occur at different pressures for different liquids.

The corresponding results in acetone and hexane at 30°C are given in Table VII, while those for cyclohexane and ethyl acetate and hexane too are shown on Fig. 12.

Table VII.

Pressure	$\begin{array}{c} ext{Ab-} \\ ext{sorption} \\ ext{$lpha/f^2$} \end{array}$	Density	Shear vis- cosity	Kine- matic viscosity	$\alpha_{\rm exp}$
kg/cm ²	cm ⁻¹ sec ⁻²	g/cm ³	centi- poise	centi- stokes	α _{class}
	Absorp	tion in A	cetone at	.30° C.	
0.0	54.2 - 1017	0.780	0.285	0.365	8.8
140.5	$42.8 \cdot 10^{17}$	0.793	0.325	0.410	7.4
281.0	$33.2 \cdot 10^{17}$	0.805	0.345	0.428	6.45
422.0	$27.9 \cdot 10^{17}$	0.814	0.375	0.461	5.65
562.0	$22.7 \cdot 10^{17}$	0.823	0.405	0.493	4.8
703.0	$21.5 \cdot 10^{17}$	0.830	0.430	0.518	4.5
	Absorp	tion in H	exane at	30° C.	
0.0	87 - 1017	0.649	0.296	0.456	8.9
140.5	$79 \cdot 10^{17}$	0.635	0.336	0.529	9.05
281.0	$72 \cdot 10^{17}$	0.646	0.380	0.589	9.05
422.0	$67 \cdot 10^{17}$	0.656	0.425	0.650	9.06
562.0	$65 \cdot 10^{17}$	0.664	0.471	0.710	9.12
703.0	$63 \cdot 10^{17}$	0.673	0.520	0.774	9.10

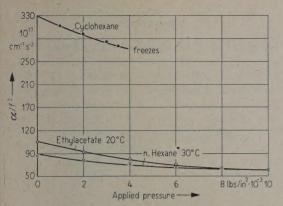


Fig. 12. Isothermals of α/f^2 in three liquids.

Over the pressure range available the observed absorption falls off to about half of its atmospheric pressure value in most cases. It has been possible to calculate the classical absorption, on the basis of Stokes equation, for most of the liquids, and the values of $\alpha_{\rm exp}/\alpha_{\rm class}$ so obtained indicate that, in most cases, thermal relaxation is the explanation of the excess absorption. The work on the monohalogenated benzenes is of interest for it serves to show the great effect on absorption that substitution of a different group in the molecule causes. Insufficient data on these liquids is available for a more detailed analysis to be made.

For hexane and acetone the classical absorption falls off with pressure in the available range, presumably however, the value will rise at higher pressures when the increasing value of shear viscosity predominates over the fall in sound velocity. In the case of chloro- and bromobenzene this minimum occurs in the pressure range of this work. For these two liquids the excess absorption also shows a minimum in this range and, as in the case of the classical absorption, this occurs at a higher pressure in bromobenzene than in chlorbenzene.

Acknowledgement

We wish to thank the Department of Scientific and Industrial Research for a maintenance grant awarded to one of us (H. F. EDEN).

(Received January 4th, 1960.)

References

- [1] TAIT, R. I., Acustica 7 [1957], 193.
- [2] RICHARDSON, E. G., and TAIT, R. I., Phil. Mag. 2 [1957], 441.
- [3] LITOWITZ, T. A., and CARNEVALE, E. N., J. Acoust. Soc. Amer. 27 [1955], 47.
- [4] BRIDGMAN, Physics of High Pressure (Bell, London) 2nd ed. (1949).
- [5] SCHULTZE, F. A., Z. Phys. 26 [1925], 153.
- [6] RICHARDS, T. J. et al., Proc. Amer. Chem. Soc. 34 [1912], 971.
- [7] Sette, D., Coll. over Ultrasonore Trill. (1951), 158.

For Acousticians Visiting the United States

In a recent letter of Prof. Lindsay to Prof. E. Meyer it was suggested to print the following news note in the

All European acousticians who are planning to visit the United States in the near future should send a brief notice of their plans to Mr. Wallace Waterfall, Secretary of the Acoustical Society of America, American Institute of Physics, 335 East 45 Street, New York. This

will insure that their plans come to the attention of acoustical research workers in the United States and may secure them invitations to visit various interesting laboratories and possibly even to give lectures at educational institutions. Mr. Waterfall is also Secretary of the American Institute of Physics, and a notice to him will secure very wide distribution among physicists in general in the United States.

ULTRASONIC VELOCITY IN LIQUID BINARY MIXTURES

by M. V. KAULGUD

Department of Chemistry, University of Poona, India

Summary

The formulae of Exring et al. and of Kittel for the sound velocity in normal liquids cannot be applied to binary mixtures for want of a reliable method for calculating the free volume and the available volume. The empirical formula of Jacobson viz. $UL_{t} \varrho^{1/2} = K$ can be used for this purpose since the definition of the free length L_{t} in the case of pure liquids can be extended to binary mixtures. By substituting the ideal value of

$$\frac{1}{\varrho_{\rm mix}} = \left(\frac{w_1}{\varrho_1} + \frac{w_2}{\varrho_2}\right)$$

in the free length formula for binary mixtures

$$L_{\rm mix} = 2 \; \frac{1}{\varrho_{\rm mix}} - \left(\frac{w_1 \, V_{0_1}}{M_1} + \frac{w_2 \, V_{0_2}}{M_2} \right) \\ \left(\frac{w_1 \, Y_1}{M_1} + \frac{w_2 \, Y_2}{M_2} \right) \; , \label{eq:Lmix}$$

the values of both $L_{
m mix, \, exptl}$ and $L_{
m mix, \, ideal}$ can be calculated. The calculations in the case of ten binary systems reveal that the deviation from additivity of ultrasonic velocity depends upon whether $L_{
m mix, \, exptl}$ is greater or less than $L_{
m mix, \, ideal}$.

Sommaire

Les formules de Eyring et autres et de Kittel pour la vitesse du son dans les liquides normaux ne peuvent s'appliquer aux mélanges binaires faute d'une méthode sûre pour le calcul du volume libre et du volume utile. La formule empirique de Jacobson soit $UL_1Q^{1/2}=K$ peut être utilisée dans ce but puisque la définition du libre parcours L_f dans le cas de liquides purs peut être étendue aux mélanges binaires. En substituant la valeur idéale de $\frac{1}{Q_{\rm mix}}=\left(\frac{w_1}{Q_1}+\frac{w_2}{Q_2}\right)$ dans la formule du libre parcours les mélanges binaires, soit:

$$L_{
m mix}\!=\!2rac{rac{1}{arrho_{
m mix}}\!-\!\left(\!rac{w_1\,V_{0_1}}{M_1}\!+\!rac{w_2\,V_{0_2}}{M_2}\!
ight)}{\left(\!rac{w_1\,Y_1}{M_1}\!+\!rac{w_2\,Y_2}{M_2}\!
ight)}$$
 ,

on peut calculer les deux valeurs de $L_{
m mix,\ exptl}$ et $L_{
m mix,\ idéal}$.

Les calcules portant sur dix systèmes binaires montrent que l'écart par suite de l'addition d'une vitesse ultrasonore dépend de ce que $L_{\rm mix,\ exptl}$ est soit plus grand soit moindre que $L_{\rm mix,\ idéal}$.

Zusammenfassung

Die Formel von Eyring et al. und von Kittel für die Schallgeschwindigkeit in gewöhnlichen Flüssigkeiten kann nicht auf binäre Mischungen angewandt werden, wenn eine zuverlässige Methode zur Berechnung des freien und des verfügbaren Volumens erwünscht ist. Die empirische Formel von Jacobson: $UL_{\rm f}\,\varrho^{1/2}\!=\!K$ kann dagegen für diesen Zweck benutzt werden, da die Definition der freien Länge $L_{\rm f}$ im Fall reiner Flüssigkeiten auf die binaren Mischungen ausgedehnt werden kann. Setzt man den idealen Wert von

$$\frac{1}{\varrho_{\text{mix}}} = \left(\frac{w_1}{\varrho_1} + \frac{w_2}{\varrho_2}\right)$$

in die Formel für die freie Länge für binäre Mischungen ein:

$$L_{\rm mix} \! = \! 2 \, \frac{\frac{1}{\varrho_{\rm mix}} - \left(\! \frac{w_1 \, Y_{0_1}}{M_1} + \frac{w_2 \, Y_{0_2}}{M_2}\!\right)}{\frac{w_1 \, Y_1}{M_1} + \frac{w_2 \, Y_2}{M_2}} \, , \qquad .$$

so kann man die beiden Werte $L_{
m mi,\; exptl}$ und $L_{
m mix,\; ideal}$ berechnen. Die Berechnung bei 10 Fällen von binären Systemen zeigt, daß die Abweichung von der Additivität der Ultraschallgeschwindigkeiten davon abhängt, ob $L_{
m mix,\; exptl}$ größer oder kleiner als $L_{
m mix,\; ideal}$ ist.

1. Introduction

According to Eyring and coworkers [1] molecules in the liquid state are loosely packed so as to leave inbetween them some free space. A sound wave is pictured as travelling with gas kinetic velocity through this space and almost instantaneously through the rest of the path. The molecules thus shortcircuit all but a fraction of the whole path and the sound velocity is given by

$$\begin{split} U_{\rm liq} &= \left(\frac{V}{V_{\rm f}}\right)^{\frac{1}{4}} U_{\rm gas} \\ &= \left(\frac{V}{V_{\rm f}}\right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{\gamma R T}{M}\right)^{\frac{1}{4}}. \end{split} \tag{1}$$

 $U_{
m liq}$ can be calculated from a knowledge of $V_{
m f}$, the free volume. The calculation of $V_{
m f}$ however gives different values (Hildebrand and Scott, [2]) depending upon the assumed liquid model. A simpler formula for $U_{
m liq}$ derived by Kittel [3] by using the Tonks' equation of state has the form

$$U_{\rm liq} = \left(\frac{V}{V_{\rm a}}\right) \left(\frac{3\,\gamma_{\rm liq}}{\gamma_{\rm gas}}\right)^{1/2} U_{\rm gas}\,,\tag{2}$$

where V_a , the available volume has a clearer physical significance than $V_{\rm f}$. In the application of eq. (2) to liquids, $V_{\rm a}$ has been back-calculated by using experimental values of $U_{\rm liq}$ and compared with that computed from thermal expansion data. The agreement is satisfactory in the case of three liquids (KITTEL [3]). The method of computing $V_{\rm a}$ for binary mixtures is not obvious.

Jacobson [4] has introduced the concept of intermolecular free lengths in order to explain ultrasonic velocity in pure liquids and solutions. The free length is defined as $L_{\rm f} = \frac{2\,V_{\rm a}}{V}$ where $V_{\rm a} = V_T - V_0$

represents the available volume per mole and $Y = (36 \pi N V_0^2)^{1/3}$ the surface area per mole calculated on the assumption of spherical molecules by estimating their radius from the volume V_0 at absolute zero. Jacobson has established the following semi-empirical relation between ultrasonic velocity, density and intermolecular free length:

$$UL_{f}\varrho^{1/2}=K, \qquad (3)$$

where K is a temperature-dependent constant.

In the case of binary mixtures L_{mix} has been calculated by extending the definition of L_t :

$$L_{\text{mix}} = 2 \frac{\frac{1}{\varrho_{\text{mix}}} - \left(\frac{w_1 V_{O_1}}{M_1} + \frac{w_2 V_{O_2}}{M_2}\right)}{\left(\frac{w_1 Y_1}{M_1} + \frac{w_2 Y_2}{M_2}\right)}. \tag{4}$$

Good agreement has been obtained between the L_{mix} values computed from eq. (3) by using the experimental velocities (at different concentrations)

and those calculated from the relation (4). Table I is taken from Jacobson's paper.

Table I. Methylene iodide in Ether (Temp. 20° C).

Wt. fraction	Density g/cm ³	β_{ad} . 10^{12} cm ² /dyn	Free length eq. (3) Å eq. (4)		De- viation
of CH ₂ I ₂	8/0111	om jagn	eq. (3) A	eq. (4) A	%
0.000	0.7154	138.0	0.714	0.714	
0.618	1.407	85.02	0.575	0.568	-1.2
0.787	1.896	64.03	0.505	0.496	- 1.8
0.861	2.237	53.26	0.462	0.455	-1.5
0.945	2.804	40.05	0.393	0.397	+1.0
1.000	3.325	31.81	0.356	0.356	

The agreement in the above table is expected since eq. (3) which has been found to be approximately valid for a variety of pure liquids of widely different structures and types of packings of molecules, should be equally valid in the case of mixtures of two liquids wherein the structure variation is achieved by varying the composition. However, the significance of the slight deviation in free lengths cannot be always ignored. The problem of velocity in binary mixtures, however, centres round two points:

- 1. whether the experimental free length $(L_{\rm mix,\; exptl})$ hereafter written as $L_{\rm exptl}$ values given by eq. (4) are a linear funciton of concentration, and in case they are not, to find out the value of the ideal free lengths $(L_{\rm mix,\; ideal})$ hereafter written as $L_{\rm ideal})$,
- 2. the calculation of experimental velocities at different concentrations by using $L_{\rm exptl}$ values given by eq. (4) and their agreement with the observed values.

The $L_{\rm exptl}$ values calculated from eq. (4) will ordinarily be different from $L_{\rm ideal}$ (except in special cases mentioned below). A formula for the latter can be derived by making use of eq. (4) and writing for $1/\varrho_{\rm mix}$ the following expression:

$$\frac{1}{\varrho_{\text{mix, ideal}}} = \frac{w_1}{\varrho_1} + \frac{w_2}{\varrho_2} \,, \tag{5}$$

where w_1 , w_2 are the weight fractions of the components whose densities are ϱ_1 and ϱ_2 in the pure state. Substituting eq. (5) in eq. (4) and making use of the fact that $M_1/V_{T1} = \varrho_1$ and $M_2/V_{T2} = \varrho_2$ we have

$$egin{aligned} L_{ ext{ideal}} = & 2 \, rac{w_1 \, V_{T1}}{M_1} - rac{w_1 \, V_{O1}}{M_1} + rac{w_2 \, V_{T2}}{M_2} - rac{w_2 \, V_{O2}}{M_2} \ & rac{w_1 \, Y_1}{M_1} + rac{w_2 \, Y_2}{M_2} \ & = & 2 \, rac{rac{w_1}{M_1} \, V_{\, a1} + rac{w_2}{M_2} \, V_{\, a2}}{M_1} + rac{w_2 \, Y_2}{M_2} \ & , \end{aligned}$$

since $V_{T_1} - V_{01} = V_{a_1}$ and $V_{T_2} - V_{02} = V_{a_2}$ by definition.

Using the definition of free lengths, $L_{\rm f} = \frac{2\,V_{\rm a}}{Y}$ and substituting for $V_{\rm a}$ in the above expression, it reduces to

$$L_{\text{ideal}} = \frac{L_1 \cdot \frac{w_1 \, Y_1}{M_1} \ + L_2 \cdot \frac{w_2 \, Y_2}{M_2}}{\frac{w_1 \, Y_1}{M_1} + \frac{w_2 \, Y_2}{M_2}}$$

Remembering that the denominator in the above expression represents the total surface obtainable in one gram of the solution we can define

$$S_1 = \frac{\frac{w_1 \, Y_1}{M_1}}{\frac{w_1 \, Y_1}{M_1} + \frac{w_2 \, Y_2}{M_2}}$$

as the surface fraction of the first component and similarly

$$S_2 = \frac{\frac{w_2 \, Y_2}{M_2}}{\frac{w_1 \, Y_1}{M_1} + \frac{w_2 \, Y_2}{M_2}} \text{ as that of the second component.}$$

The formula for $L_{\rm ideal}$ can therefore be written as

$$L_{\text{ideal}} = L_1 S_1 + L_2 S_2$$
. (6)

The above formula gives an expression for the ideal free length in a liquid mixture when the density is given by eq. (5) (i. e. when the volume of mixing is zero). $L_{\rm ideal}$ thus seems to be a linear function of surface fraction, so that if it is plotted against the conventional concentration units like mole fraction, weight fraction etc. a straight line is ordinarily not to be expected save in the following special cases:

- 1. when $Y_1 = Y_2$, i. e. when the surface values of the two components are identical, $(S_2 \text{ mole fraction of component two})$;
- 2. when $Y_1 = Y_2$ and $M_1 = M_2$, $(S_2$ weight fraction of component two).

The $L_{\rm exptl}$ values calculated by eq. (4) will be different from $L_{\rm ideal}$ given by eq. (6) and two cases are possible:

a. If
$$\frac{1}{\varrho_{\mathrm{mix}}} > \frac{w_1}{\varrho_1} + \frac{w_2}{\varrho_2}$$
 (i. e. expansion)

then $L_{\text{exptl}} > L_{\text{ideal}}$;

b. If
$$\frac{1}{\varrho_{\mathrm{mix}}} < \frac{w_1}{\varrho_1} + \frac{w_2}{\varrho_2}$$
 (i. e. contraction)

then $L_{\text{exptl}} < L_{\text{ideal}}$.

When
$$\frac{1}{\varrho_{\rm mix}} = \frac{w_1}{\varrho_1} + \frac{w_2}{\varrho_2}$$
 it is obvious that $L_{\rm exptl} = L_{\rm ideal}$.

Coming to the problem of velocity in mixtures, we can see by combining conditions a and b above with eq. (3) that the non-ideality in density tends to oppose the effect of non-ideality in free length, on the velocity deviation of a given mixture. The observed deviations will therefore be a net result of these two opposing tendencies, so that the resultant velocity: concentration curve will be governed by the more predominant factor. In case the effect of free length on velocity predominates the velocityconcentration curve will be concave when L_{exptl}> Lideal and vice-versa. Also, since as pointed out above, Lideal is not additive with respect to the usual concentration units, the velocity plot is likewise not expected to be so, even when L_{exptl} as computed from eq. (4) conforms to the ideal value given by eq. (6). In this connection it can be noted that the values of surface per mole Y_1 and Y_2 of the components determine how far the mole fractions are different from surface fractions; therefore the nature of the conventional velocity curves will be governed by the surface-considerations also.

It was therefore proposed in this paper:

- 1. to calculate $L_{\rm exptl}$ in order to compute the velocity in mixtures at different concentrations and compare them with those observed experimentally;
- 2. to calculate $L_{\rm ideal}$; compare them with $L_{\rm exptl}$ and correlate the nature of velocity curves with the relative magnitudes of the two. This will help in understanding the factor which governs the nature of velocity curves;
- 3. to study the effect of surface per mole of the two components in determining the nature of the conventional velocity: molefraction curves.

2. Method of calculation

Though relation eq. (3) has been found to be valid for many liquids, it is essentially empirical. The uncertainty in its exact applicability to a particular liquid or a pair of liquids may be due to an uncertain value of $L_{\rm f}$, the free length. Recalling the definition

$$L_{\rm f} = \frac{2 V_{\rm a}}{Y} = \frac{2 (V_T - V_0)}{(36 \pi N V_0^2)^{1/8}},$$

it can be seen that $L_{\rm f}$ can be in error due to an error in $V_{\rm a}$, the available volume (caused by an error in computing $V_{\rm 0}$); to an error in estimating the surface "Y" per mole, or due to both. It has been observed by Jacobson that $V_{\rm 0}$ cannot be computed with better accuracy than 0.5% by means of the formula $V_{\rm 0}\!=\!V_T\!\left(1-\frac{T}{T_{\rm c}}\right)^{0.3}$ even when the correct value of the critical temperature $T_{\rm c}$ is known.

Furthermore, even a small error in V_0 has a relatively large effect on the free length owing to the fact that the difference $V_T - V_0$ is only 20 - 30% of V_T . So, it is not possible to calculate $L_{\rm f}$ with greater accuracy than 2%. As regards the error in Y, the greatest uncertainty is in the relation

$$Y = (36 \pi N V_0^2)^{1/3}$$

itself, which is theoretically valid only for spherical molecules. For molecules of other shapes the correct relation is $Y = f(36 \pi N V_0^2)^{1/3}$ where f is a form factor giving the ratio between the actual surface of the molecules and the imagined spherical surface which encloses the same volume as the volume of the molecules. Generally, in computing the free lengths, f is put equal to one, as an approximation (see Jacobson). In order to compute a correct $L_{\rm f}$ value, both the above mentioned factors must be taken into account. Such a double correction is likely to be complicated and is not necessary for the present purpose. In the proposed calculations it has been preferred to assume the value of the available volume to be sufficiently accurate and attribute all the discrepancy in L_f to the surface values which were modified by inserting suitable form factors f_1 , f_2 for the given pair of liquids so that the modified free lengths then satisfy the relation eq. (3). The available volumes were calculated by making use of experimental densities and the V_0 values computed by Jacobson for many liquids. V_0 for acetone vas calculated from the relation $V_0 = V_T (1 - T/T_c)^{0.3}$ using the T_c value of 508.2° K. The calculations were carried out in the case of the following ten typical mixtures. In the brackets are given the source of velocity and density data.

- 1. Carbon disulphide-Benzene (Tuomikoski and Nurmi [5]),
- 2. Carbon tetrachloride-Heptane (Tuomikoski and Nurmi [5]),
- 3. Acetone-Cyclohexane (Gabrielli and Poianni [6]).
- 4. Acetone-Heptane (Tuomikoski and Nurmi [5]),
- 5. Ethylene dichloride-n-Heptane (KAULGUD, unpublished),
- 6. Methylene-chloride-Heptane (Tuomikoski and Nurmi [5]),
- 7. Chloroform-n-Heptane (KAULGUD, unpublished),
- 8. Acetone-Benzene (Tuomikoski and Nurmi [5]),
- 9. Aniline-Nitrobenzene (Gabrielli and Poianni [6]),
- 10. Nitrobenzene-Chloroform (Gabrielli and Poianni [6]).

The results of velocity (experimental and calculated by using eq. (3)) and free lengths were plotted versus mole fractions $(m f_2)$ in order to

know whether the non-ideality in $U - m f_2$ curves was due to unequal surfaces (which leads to a large difference between S_2 and $m f_2$ as explained earlier) or due to the non-ideality in free lengths and/or density. For knowing the latter, theoretically speaking, both Lideal and Lexptl should be plotted against the surface fraction S_2 of the solute. But since we are here interested only in knowing whether Lideal is greater or less than L_{exptl} it matters little if they are also plotted against mole fraction. The results of the calculations are indicated graphically (Figs. 1...10). Also given are the form factors f_1 and f_2 for solvent and solute respectively. As can be seen they do not differ very much from unity. (The low value of f for heptane in the case of systems 2, 4 and 6 above is ascribable to the use by the authors in their measurements of a hydrocarbon fraction having a higher density ($\rho^{25^{\circ}} = 0.7207$) than that of

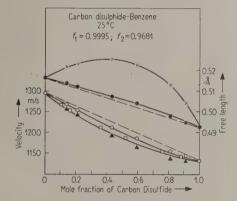


Fig. 1. System Carbon-disulphide - Benzene.

- × ··· ··· × Experimental free-lengths.
- Ideal free-lengths.
- o Observed Velocity.
- □ Velocity vs. Surface fraction of Solute.

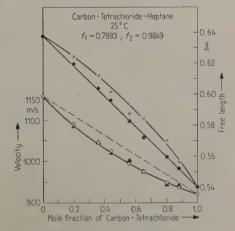


Fig. 2. System Carbon-tetrachloride - Heptane.

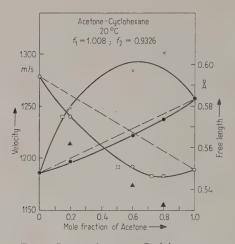


Fig. 3. System Acetone - Cyclohexane.

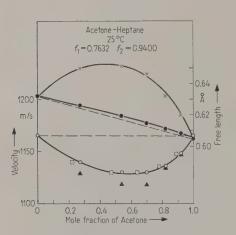


Fig. 4. System Acetone - Heptane.

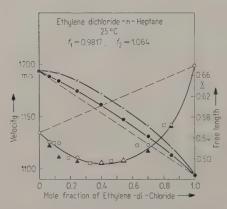


Fig. 5. System Ethylene dichloride - n-Heptane.

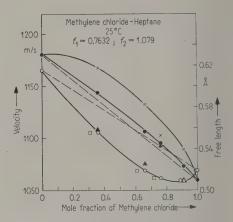


Fig. 6. System Methylene chloride - Heptane.

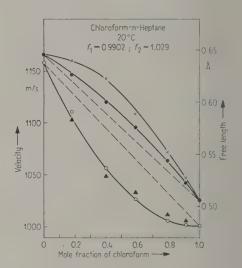


Fig. 7. System Chloroform - n-Heptane.

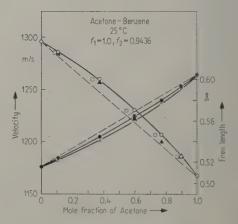


Fig. 8. System Acetone - Benzene.

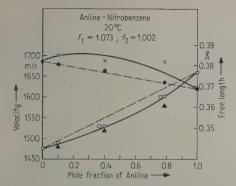
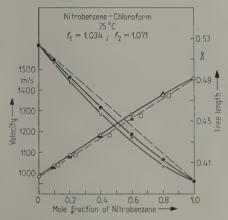


Fig. 9. System Aniline - Nitrobenzene.



· Fig. 10. System Nitrobenzene -- Chloroform.

pure n-heptane $(\varrho^{25^\circ}=0.6793)$ and boiling in the range $98.9^\circ-100^\circ$ C. This renders difficult the exact knowledge of the molecular weight, the critical temperature as also the zero point volume V_0 . For convenience the value of V_0 for pure n-heptane was used in the calculations. It can be noted in this connection that the measurements in systems 5 and 7 in which pure n-heptane was used, give f values nearly unity.)

3. Discussion

Before examining the agreement between the calculated and observed velocities it should be noted that due to an error of about 2% inherent in the free length calculations a maximum error of $\pm 25 \, \text{m/s}$ (taking $1250 \, \text{m/s}$ as the representative velocity value) is permissible. All the agreements within this limit can be counted as satisfactory. It can be seen from the graphs that the agreement is exceedingly good.

The points on the graph corresponding to the values of $L_{\rm exptl}$ and $L_{\rm ideal}$ show that the difference between them is very small numerically, especially

in systems where the free lengths for the two components are nearly the same. This is likely to invoke some ambiguity about the general conclusions drawn on the basis of the relative magnitudes of the two. It should be noted, however, that as long as correct density values for mixtures and correct free lengths for the two components (so that they satisfy eq. (3)) are used in computing $L_{\rm exptl}$ and $L_{\rm ideal}$, due weight can always be placed upon the difference between the two (even if small) to explain the velocity curves.

The graphical comparison of $L_{\rm mix}$ and $L_{\rm ideal}$ clearly shows that except the systems acetone-benzene and nitro-benzene-chloroform in the rest of them $L_{\rm exptl} > L_{\rm ideal}$. If the ultrasonic velocity in binary mixtures were to be governed by the non-ideality in free lengths, one should expect the velocity curves to be concave upwards in such cases. This is in fact found to be so as can be verified from the graphs. This leads us to an important conclusion that the velocity of propagation of sound in binary mixtures depends upon the intermolecular free length in solution.

The systems nitrobenzene-chloroform and acetone-benzene are peculiar since in these, $L_{\rm ideal}$ is only slightly greater than $L_{\rm exptl}$ and as expected the velocity curves are slightly convex upwards. The difference $L_{\rm ideal}-L_{\rm exptl}$ is however too small to generalize the conclusion, because when we plot velocity and free lengths against the (more appropriate) surfacefraction almost strictly linear graphs are obtained. These systems therefore only help indicate the fact that linear velocity curves result when the free lengths are additive.

Considering the effect of the relative surface values of the two components on the nature of velocity curves, it is obvious when $Y_1 = Y_2$ that $S_2 = m f_2$ and the velocity plots remain the same. Systems in which there is a considerable difference in the surface values of the components are:

- 1. Carbon-disulphide $(52.07 \times 10^8 \text{ cm}^2/\text{mole})$ in Benzene $(70.25 \times 10^8 \text{ cm}^2/\text{mole})$,
- 2. Acetone $(56.26 \times 10^8 \text{ cm}^2/\text{mole})$ in Cyclohexane $(80.32 \times 10^8 \text{ cm}^2/\text{mole})$.
- 3. Methylene chloride (59.43 \times 108 cm²/mole) in Heptane (74.01 \times 108 cm²/mole),
- 4. Chloroform $(66.76 \times 10^8 \text{ cm}^2/\text{mole})$ in n-Heptane $(96.01 \times 10^8 \text{ cm}^2/\text{mole})$,
- 5. Acetone (56.76 $\times\,10^8$ cm²/mole) in Heptane $(74.04\times10^8~\text{cm²/mole}),$
- 6. Ethylene-dichloride (68.98 \times 108 cm²/mole) in n-Heptane (95.21 \times 108 cm²/mole),
- 7. Aniline $(74 \times 10^8 \text{ cm}^2/\text{mole})$ in Nitrobenzene $(85 \times 10^8 \text{ cm}^2/\text{mole})$.

The velocity in the case of the above systems has been plotted against the surface fraction also. An examination of the $U-S_2$ curves shows that in cases 1, 2, 3, and 4 above, the negative deviation in velocity is enhanced bringing it more in line with the large difference $(L_{\rm exptl}-L_{\rm ideal})$. This is not true of the systems 5, 6, and 7 wherein there is no marked difference between the two curves. It appears therefore that the effect of relative surfaces on the negative deviations in velocity cannot be predicted with much generality and depends merely upon the particular system under consideration.

4. Conclusions

The nature of the ultrasonic velocity concentration curves in solutions of non-electrolytes depends upon whether the experimental free lengths are greater or less than the ideal free lengths. In the former case the velocity curves are concave upwards as expected from the relation between the intermolecular free length and velocity. This indicates that deviations in velocity from additivity are governed by the non-ideality in free lengths. The agreement between the calculated and observed velocities is satisfactory, which justifies the use of Jacobson's relation in investigating the above problem.

5. Acknowledgements

My grateful thanks are due to Prof. S. K. K. Jatkar for his keen interest and valuable guidance during the course of this work.

(Received October 24th, 1959.)

References

- [1] Eyring, H., and Hirschfelder, J. O., J. Phys. Chem. 41 [1937], 249.
 Hirschfelder, J. O., Stevenson, D. P., and Eyring, H., J. Chem. Phys. 5 [1937], 896.
 Kincaid, J. F., and Eyring, H., J. Chem. Phys. 5 [1937], 587.
 Kincaid, J. F., and Eyring, H., J. Chem. Phys. 6 [1938], 620.
- [2] HILDEBRAND, J. H., and Scott, R. L., Solubility of Nonelectrolytes 1950.
- [3] KITTEL, Ch., J. Chem. Phys. 14 [1946], 614.
- [4] JACOBSON, B., Acta Chem. Scand. 6 [1952], 1485.
- [5] Tuomikoski, P., and Nurmi, V., Comment. Phys. Math. Helsingf. 10 [1940], 11.
- [6] Gabrielli, I., and Poianni, G., Chem. Abstr. 48 [1951], 4275. Gabrielli, I., and Poianni, G., Ric. Sci. 24 [1954], 1039.

FLOW NOISE IN WATER-FILLED TUBES

by E. Meyer, A. Dinkelacker and K. Tamm

III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen

Summary

A simple arrangement is used for the investigation of flow noise generated by streaming water in thin-walled, smooth tubes.

With turbulent flow in the tube broad-band noise is found; there is a simple relation between the noise spectrum and the flow velocity. In the range of the critical Reynolds number "noise shots" are observed when the flow changes between laminar and turbulent flow.

Sommaire

Un dispositif simple est utilisé pour étudier les bruits de courants produits par de l'eau circulant dans des tubes à parois minces et polies.

Le bruit produit par un courant de régime turbulent traversant le tube occupe une bande très étalée; il y a une relation simple entre le spectre du bruit et la vitesse du courant. Aux environs du nombre critique de Reynolds on observe des «explosions de bruit» quand le courant passe du régime laminaire au régime turbulent.

Zusammenfassung

Mit Hilfe einer einfachen Versuchsanordnung werden die Strömungsgeräusche vom Wasser in dünnwandigen, glatten Röhren untersucht.

Bei turbulentem Fluß wird breitbandiges Rauschen festgestellt, es ergibt sich dabei eine einfache Beziehung zwischen dem Geräuschspektrum und der Strömungsgeschwindigkeit. Im Bereich der kritischen Reynolds Zahl werden beim Wechsel zwischen laminarem und turbulentem Fluß "Geräuschstöße" beobachtet.

1. Introduction

Flow noise in tubes and ducts has repeatedly been the subject of investigations [1], [2], [3], [4]. In the work at hand a report will be given on an experimental arrangement which renders information on this subject with very simple means.

2. Experimental set-up

With the help of compressed air water from a small container is pressed through a narrow tube (Fig. 1). A barium titanate microphone (Brüel and Kjær Part No. 4307) is fixed to the outside of this

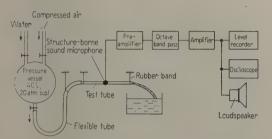


Fig. 1. Experimental set-up for the investigation of flow noise in water-filled tubes.

tube. This acceleration sensitive microphone is picking up the radial movements of the tube wall caused by the flow. The electrical output voltage of the microphone is analysed with respect to its frequency spectrum with the help of electrical filter networks. This simple instrument renders information on the noise occuring in the tube under various conditions. However, only integral information on the sound phenomena is obtained since both microphone and the entire tube form the detecting system. There are distinct natural vibrations of the tube consisting of a rigid material (e.g. glass) and also it is difficult to separate disturbances from outlet and inlet of the tube from other noise components. The interpretation of the results is easier, if the rigid tube is replaced by a flexible, plastic tube. Tubes made of plasticized polyvinylchloride are very suitable, since this material has high internal losses. Thus the natural frequencies are sufficiently damped and, if tubes of a suitable length are used, also the disturbances from inlet and outlet are disappearing. The microphone is in this case fixed to the flexible tube with a rubber band. A thin layer of grease between microphone and tube is used for better acoustical contact. However, also in this arrangement there is the flexible tube with its unknown transmission properties between the noise generating flow and the microphone. Under certain conditions 'such as the same type of tube, the same frequency range and moderate amplitudes' proportionality between acceleration of the tube wall and sound pressure in the flow may be expected.

3. Experimental results

- 3.1. No flow noise was observed in laminar flow with the arrangement described above. Whether the flow is laminar or turbulent is easily recognized at the outflowing water jet: this is smooth and translucent like a glass bar, if the flow is laminar; while with turbulent flow its surface is vividly glittering.
- 3.2. Turbulent flow excites broad-band noise. Intensity and frequency spectrum of the noise are essentially dependent on the flow velocity of the water. As an example a family of curves is plotted in Fig. 2 representing the result of a series of measurements with a flexible polyvinylchloride tube with an inner diameter of 5 mm and an outer diameter of 8 mm. The frequency analysis was in this case made with a third octave band pass. It may be concluded from the regularity of these curves that in these experiments sound excitation by flow cavitation did not occur.

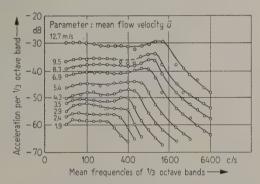


Fig. 2. Noise spectra of streaming water in a PVC-tube (Length of the tube $L=5.0\,\mathrm{m}$, Inner diameter $D_i=5\,\mathrm{mm}$, Outer diameter $D_0=8\,\mathrm{mm}$, Parameter: Mean flow velocity \bar{u}). Reference level: 0 dB corresponds to an acceleration of 1 m/sec².

3.3. With the help of a simple transformation of coordinates it is possible to plot all measured values almost in one curve (transformation: abscissa f/\bar{u} , ordinate b/\bar{u}^2 , where f is the mean frequency of the third octave bands, \bar{u} the mean flow velocity of the water and b the acceleration of the tube wall picked up by the microphone). The result of this transformation applied to a number of values from Fig. 2 is plotted in Fig. 3. The contracting of the measured values into one curve reveals that the characteristic frequencies related to the breaks in the curves in Fig. 2 are proportional to the flow velocity (abscissa f/\bar{u}) and that the acceleration picked up by the microphone in ranges with equal f/\bar{u} -values is in-

creasing with the second power of the velocity (ordinate b/\bar{u}^2). We can furthermore infer from this successful transformation that the frequency characteristic of the pick-up system consisting of tube and microphone—unknown so far—is approximately linear. There is no definite information as to the slope of this line.

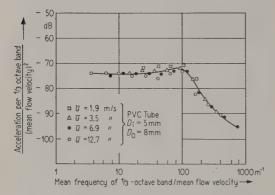


Fig. 3. Transformed noise spectra of streaming water in a PVC-tube (measured points from Fig. 2).

Families of curves similar to those plotted in Fig. 2 are obtained from measurements with tubes of different size. However, there are not enough measurements available to make definite statements concerning the influence of the tube diameter on the flow noise. This is also the reason why f/\bar{u} is taken as abscissa in Fig. 3 instead of the dimensionless Strouhal number $\mathrm{St}=f\,d/\bar{u}$, with d being a characteristic length.

3.4. The curves plotted in Fig. 4 represent the results of measurements of the noise level at various positions on a polyvinylchloride tube at constant flow velocity. In the measurements resulting in curve A the end of the tube was free, while in case B this end was clamped to a metal block. It is seen from Fig. 4 that noise is generated with constant intensity over the entire length of the tube and, furthermore, that the end of the tube represents a noise source of much higher power (its level is 30 dB above that of the rest of the tube). A detailed investigation shows that bending waves are excited at the end of the

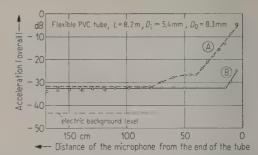


Fig. 4. Noise of streaming water in a PVC-tube picked up at different places of the tube.

(A) free end,

(B) iron ingot at the end of the tube.

tube, which are then propagating along the tube as damped waves. By fixing the end of the tube this excitation is prevented to a great extend (curve B in Fig. 4). The measurements plotted in Fig. 2 were made in sufficient distance from the end of the tube.

3.5. Tubes consisting of rigid material (glass, brass) are predominately excited in their natural vibrations by the flow noise. If the noise generated at constant flow velocity is analysed with a narrowband filter (high frequency analysis with a bandwidth of 15 c/s) we obtain intensity patterns like that plotted in Fig. 5. The maxima represent the natural frequencies of the tube, which were found to be bending wave resonance frequencies. In the loudspeaker this noise sounds exactly like the wellknown tapping from the water supplies in buildings. The examination of the noise excited at different flow velocities with a broad-band filter (octave band pass) result in curves similar to those shown in Fig. 2; but they are less regular. These irregularities are explained by the uneven distribution of the eigen-frequencies within the octave bands. Again it is possible to unite all measured points at or around a single curve with the help of the above transformation of coordinates.

3.6. The excitation of bending waves at the end of the tubes is also observable in tubes consisting of rigid material. Since only little dissipation of the bending waves is caused by the tubes a constant

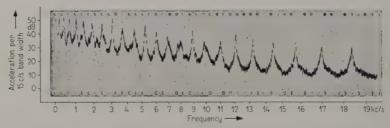


Fig. 5. Natural vibrations of a glass tube excited by streaming water $(L=1.25 \text{ m}, D_i=3.5 \text{ mm}, D_o=6 \text{ mm}, \bar{u}=6.5 \text{ m/s})$.

noise level is observed, if the microphone is moved along the tube. If, however, the microphone is left in a fixed position and a metal block, almost preventing the propagation of bending waves on the tube, is subsequently fixed at different positions at the tube, then we obtain a plot of the noise level as illustrated in Fig. 6. The level difference (20 dB) is explained by the excitation of noise at the end of the tube.

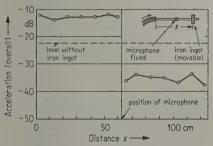


Fig. 6. Noise level in a tube through which water is streaming with an iron ingot fastened subsequently at different points x of the tube. Microphone at x = 62.5 cm (L = 1.25 m, $D_i = 3.5$ mm, $D_0 = 6$ mm, flow velocity = 4.0 m/s).

3.7. In the transition range from laminar to turbulent flow the so-called intermittent flow is observed, characterized by a more or less periodic change between laminar and turbulent flow. In this range "noise shots" are observed. An example of a noise level curve with such shots is given in Fig. 7. In this experiment the pressure producing the flow is monotonously decreasing. At first there is turbulent flow (left side of Fig. 7), then follows the intermittent flow with "noise shots" and at last, with laminar flow, the noise level is reduced to the electrical background noise (right side of Fig. 7) with only occasional shots.

4. Acknowledgement

The work described in this report was carried out under arrangement with the Department of Scientific and Industrial Research, London, whose assistance and interest are gratefully acknowledged. It is published with the permission of the Department.

(Received January 29th, 1960.)

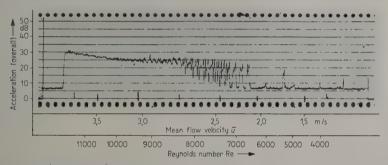


Fig. 7. Noise in a glass tube with decreasing flow velocity of the water ($L\!=\!1.5\,\mathrm{m}$, $D_{\mathrm{i}}\!=\!3.5\,\mathrm{mm}$, $D_{\mathrm{o}}\!=\!7.5\,\mathrm{mm}$, funnel-shaped inlet).

References

- [1] ROGERS, W. L., Trans. Amer. Soc. Heating and Ventilating Engrs. 60 [1954], 411.
- [2] WILLMARTH, W. W., J. Acoust. Soc. Amer. 28 [1956], 1048.
- [3] Harrison, M., J. Acoust. Soc. Amer. 29 [1957], 1252.
- [4] ETKIN, B. and RIBENER, H. S., UTIA Rev. No. 13, July 1958.

ZUR THEORIE DER SCHALLAUSBREITUNG IN EINEM DURCHSTROMTEN KANAL

von K. Schuster

Theoretisch-Physikalisches Institut der Universität Jena

Zusammenfassung

Es werden Lösungen der Navier-Stokesschen Gleichungen diskutiert, die einer Überlagerung von Schallwellen mit einer Laminarströmung in einem von zwei ebenen starren Wänden begrenzten Kanal entsprechen. Unter bestimmten Bedingungen ergeben sich hierbei Schallwellen mit räumlich exponentiell zunehmender Amplitude.

Sommaire

On discute les solutions des équations de Navier-Stokes correspondant à une superposition d'ondes sonores et d'un écoulement laminaire dans un tuyau à parois rigides. On donne les conditions pour lesquelles il y a des ondes sonores avec des amplitudes croissant exponentiellement pendant la propagation.

Summary

Solutions of Navier-Stokes equations are discussed which correspond to the superposition of sound waves with laminar flow in a duct with two plane, rigid walls. Sound waves with a spatial exponential increase of amplitude are found under certain conditions.

1. Einleitung

Vor einiger Zeit war vom Verfasser darauf hingewiesen worden, daß es in einem von einer laminaren Strömung erfüllten Kanal zu einer Entdämpfung von Wellen kommen kann [1]; die Ausbreitung dieser Wellen erfolgt dabei entgegen der Strömungsrichtung. In der vorliegenden Arbeit soll gezeigt werden, daß sich das Problem erheblich exakter behandeln läßt und daß man zu Lösungen gelangt, die sich von den früher angegebenen in mehrfacher Hinsicht unterscheiden.

Der Kanal, in dem sich Schallwelle und Laminarströmung überlagern, werde von zwei ebenen starren Wänden $(z=\pm d)$ begrenzt. Der Wellenvorgang, der sich in Richtung der x-Achse ausbreiten soll, werde durch eine einer speziellen Schwingungsform ("mode") entsprechenden Elementarlösung dargestellt; die Laminarströmung besitzt Parabel-Profil. Den Ausgangspunkt unserer Betrachtung bildet das System der Navier-Stokesschen Gleichungen und die Kontinuitätsgleichung. In die letztere sei dabei die Druck-Dichte-Beziehung entsprechend der Forderung der Adiabasie eingeführt. Das Gleichungssystem lautet

$$\begin{split} \dot{u} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{4}{3} v \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - v \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \\ - \frac{1}{3} v \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z} = - \frac{1}{\varrho} \frac{\partial p}{\partial x}, \end{split}$$

$$\dot{w} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} - v \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} - \frac{4}{3} v \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} - \frac{1}{2} v \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z} - \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial z},$$

$$(1)$$

$$\dot{p} + c^2 \varrho \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + u \frac{\partial p}{\partial x} + w \frac{\partial p}{\partial z} = 0 \; .$$

Dabei sind u und w die Längs- und Querkomponente der Teilchengeschwindigkeit, p der Druck, ϱ die Mediumdichte, v die kinematische Zähigkeit und c die Schallgeschwindigkeit. Die Lösung dieses Gleichungssystems werde als Überlagerung von Welle und Strömung in folgender Weise angesetzt:

$$u = \hat{u}(z) \cdot e^{i(\omega t - \gamma x)} + \bar{u}(z),$$

$$w = \hat{w}(z) \cdot e^{i(\omega t - \gamma x)},$$

$$p = \hat{p}(z) \cdot e^{i(\omega t - \gamma x)} + \bar{p}(x).$$
(2)

Dabei bedeuten γ die Ausbreitungskonstante, $\hat{u}(z)$, $\hat{v}(z)$ und $\hat{p}(z)$ die Amplituden des Wellenanteils sowie $\bar{u}(z)$ und $\bar{p}(x)$ die Strömungsanteile. Durch Eingehen in das Gleichungssystem (1) erhält man für \hat{u} , \hat{w} und \hat{p} die Differentialgleichungen

$$\begin{split} \left(i\,\omega + \frac{4}{3}\,\nu\,\gamma^2 - i\,\gamma\,\bar{u}\right)\hat{u} - \nu\,\hat{u}'' + \bar{u}'\,\hat{w} + \\ + \frac{1}{3}\,i\,\gamma\,\nu\,\hat{w}' - \frac{i\,\gamma}{\varrho}\,\hat{p} = 0\,, \end{split}$$

$$\frac{1}{3}i\gamma \, \nu \, \hat{u}' + (i\omega + \nu \, \gamma^2 - i\gamma \, \bar{u}) \, \hat{w} - (3)$$

$$- \frac{4}{3}\nu \, \hat{w}'' + \frac{1}{\varrho} \, \hat{p}' = 0,$$

$$\left(\frac{1}{\varrho}\,\frac{\mathrm{d}\bar{p}}{\mathrm{d}x}-i\,\gamma\,c^2\right)\hat{u}+c^2\,\hat{w}'+(i\,\omega-i\,\gamma\,\bar{u})\,\,\frac{1}{\varrho}\,\hat{p}=0\;.$$

Hierbei sind die den nichtlinearen akustischen Effekten entsprechenden konvektiven Glieder fortgelassen; die Betrachtung ist damit also in üblicher Weise auf die Akustik kleiner Amplituden beschränkt. Darüber hinaus soll im folgenden in der Kontinuitäts-

gleichung auch der Summand $\frac{1}{\varrho} \frac{\mathrm{d}\bar{p}}{\mathrm{d}x} \,\hat{u}$ vernachlässigt werden, der sich als klein von höherer Ordnung erweist. Die vertikalen Striche an den Funktionssymbolen bedeuten Differentiation nach der Querkoordinate z.

Setzt man für die Strömung das Parabelprofil

$$\bar{u}\left(z\right)=U_{0}\left(1-\frac{z^{2}}{d^{2}}\right)$$

an, und führt man für Kreisfrequenz, Ausbreitungskonstante, Reibungskoeffizient und Gleichströmungsgeschwindigkeit die folgenden dimensionslosen Größen ein:

$$\frac{\omega d}{\pi c} = \varepsilon, \quad \frac{\gamma d}{\pi} = \lambda, \quad \frac{\pi \nu}{c d} = r, \quad \frac{U_0}{c} = m, \quad (4)$$

so nehmen die Differentialgleichungen (3) folgende Form an:

$$\begin{split} \left[i\,\varepsilon + \,\frac{4}{3}\,r\,\lambda^2 - i\,m\,\lambda \left(1 - \frac{z^2}{d^2}\right) \right] \hat{u} - r\,\,\frac{d^2}{\pi^2} \hat{u}^{\prime\prime} - \\ &- 2\,m\,\frac{z}{\pi\,d}\,\hat{w} + \frac{1}{3}\,i\,r\,\lambda\,\frac{d}{\pi}\,\hat{w}^\prime - i\,\lambda\,\frac{\hat{p}}{c\,\varrho} = 0\,, \end{split}$$

$$\frac{1}{3} i r \lambda \frac{d}{\pi} \hat{u}' + \left[i \varepsilon + r \lambda^2 - i m \lambda \left(1 - \frac{z^2}{d^2} \right) \right] \times \times \hat{w} - \frac{4}{3} r \frac{d^2}{\pi^2} \hat{w}'' + \frac{d}{\pi} \frac{\hat{p}'}{c c} = 0,$$
(5)

$$-\,i\,\lambda\,\hat{u}+\frac{d}{\pi}\,\hat{w}'+\left[\,i\,\varepsilon-i\,m\,\lambda\!\left(1-\frac{z^2}{d^2}\right)\right]\frac{\hat{p}}{c\,\rho}\,=0\;.$$

Es soll nun zunächst in Abschnitt 2 die Lösung dieses Gleichungssystems für den Fall ohne Strömung angegeben und erst später in Abschnitt 3 die Lösung unter Berücksichtigung der Strömung untersucht werden.

2. Schallausbreitung ohne Strömung

Für den strömungsfreien Fall (m=0) ergibt sich aus Gl. (5)

$$\left(i\,\varepsilon + \frac{4}{3}\,r\,\lambda^2\right)\hat{u} - r\,\frac{d^2}{\pi^2}\,\hat{u}^{\prime\prime} + \frac{1}{3}\,i\,r\,\lambda\,\frac{d}{\pi}\,\hat{w}^\prime - i\,\lambda\,\frac{\hat{p}}{c\,\varrho} = 0\;,$$

$$(3) \quad \frac{1}{3} i r \lambda \frac{d}{\pi} \hat{u}' + (i \varepsilon + r \lambda^2) \hat{w} - \frac{4}{3} r \frac{d^2}{\pi^2} \hat{w}'' + \frac{d}{\pi} \frac{\hat{p}'}{c \varrho} = 0,$$

$$-i\lambda\hat{u} + \frac{d}{\pi}\hat{w}' + i\varepsilon\frac{\hat{p}}{c\varrho} = 0.$$
 (6)

Da es sich jetzt um ein System von linearen Differentialgleichungen mit konstanten Koeffizienten handelt, muß die Lösung durch Exponentialfunktionen darzustellen sein. Der Lösungsansatz soll lauten

$$\hat{u}_{i} = U_{i} \cos \left(\pi \alpha_{i} \frac{z}{d}\right),$$

$$\hat{w}_{i} = W_{i} \sin \left(\pi \alpha_{i} \frac{z}{d}\right),$$

$$\frac{1}{c \rho} \hat{p}_{i} = P_{i} \cos \left(\pi \alpha_{i} \frac{z}{d}\right).$$
(7)

Mit diesem Ansatz beschränken wir uns willkürlich auf Schwingungstypen, die in bezug auf die Ebene z=0 symmetrisch sind. Es werden zwei unabhängige Lösungen i=1,2 gesucht, durch deren Überlagerung die allgemeine Lösung entsteht. Mit Hilfe der allgemeinen Lösung können dann die Randbedingungen streng erfüllt werden. Geht man mit Gl. (7) in Gl. (6) ein, so gelangt man zu einem System von drei homogenen linearen Gleichungen für die Amplituden U_i, W_i, P_i . Das Verschwinden der Determinante liefert die Bestimmungsgleichung für α_i^2 :

$$\begin{vmatrix} i\varepsilon + \frac{4}{3}r\lambda^2 + r\alpha_i^2 & +\frac{1}{3}ir\lambda\alpha_i & -i\lambda \\ -\frac{1}{3}ir\lambda\alpha_i & i\varepsilon + r\lambda^2 + \frac{4}{3}r\alpha_i^2 & -\alpha_i \\ -i\lambda & +\alpha_i & +i\varepsilon \end{vmatrix} = 0.$$

Es ergeben sich die beiden Lösungen

$$\alpha_1^2 + \lambda^2 = \frac{\varepsilon^2}{1 + \frac{4}{3} i \varepsilon r},$$

$$\alpha_2^2 + \lambda^2 = -\frac{i \varepsilon}{r}.$$
(9)

Weiter folgt für die Amplitudenverhältnisse

$$\frac{U_1}{W_1} = \frac{i\lambda}{\alpha_1}, \quad \frac{P_1}{W_1} = \frac{i}{\varepsilon \alpha_1} \left(\lambda^2 + \alpha_1^2 \right) = \frac{i\varepsilon}{\alpha_1 \left(1 + \frac{4}{3} i \varepsilon r \right)},$$

$$\frac{U_2}{W_2} = \frac{\alpha_2}{i\lambda}, \quad P_2 = 0.$$
(10)

Die Teillösung (i=1) entspricht dem eigentlichen Schallvorgang, die Teillösung (i=2) dem von den Wänden ausgehenden Ausgleichsvorgang, wie er in der akustischen Grenzschicht in Erscheinung tritt. Die Randbedingungen fordern, daß die Längs- und die Querkomponente der Teilchengeschwindigkeit an den Wänden $(z=\pm d)$ verschwinden. Die Bedin-

gungen lauten also

$$\begin{split} &U_{1}\cos\pi\,\alpha_{1}+U_{2}\cos\pi\,\alpha_{2}=0\;,\\ &W_{1}\sin\pi\,\alpha_{1}+W_{2}\sin\pi\,\alpha_{2}=0\;. \end{split} \tag{11}$$

Drückt man in Gl. (11) die U_i entsprechend Gl. (10) durch die W_i aus, so folgt ein System von zwei homogenen linearen Gleichungen für W_1 und W_2 . Das Verschwinden der Determinante liefert die Bestimmungsgleichung für die Ausbreitungskonstante λ :

$$f(\lambda) \equiv \sin \pi \, \alpha_1 + \frac{\lambda^2}{\alpha_1 \, \alpha_2} \operatorname{tg} \pi \, \alpha_2 \cos \pi \, \alpha_1 = 0. \quad (12)$$

Hierbei sind α_1 und α_2 entsprechend Gl. (9) als Funktionen von λ einzusetzen. Da r sehr klein gegenüber 1 ist, wird tg $\pi \alpha_2 \approx \pm i$ und es ergibt sich

$$f(\lambda) \equiv \sin \pi \, \alpha_1 \pm \frac{i \, \lambda^2}{\alpha_1 \, \alpha_2} \cos \pi \, \alpha_1 = 0$$
. (13)

Im Grenzfall verschwindender Reibung wird α_2 unendlich groß, und es folgt

$$\sin \pi \, \alpha_1 = 0 \quad \text{oder} \quad \alpha_1 = k \quad (k = 0, 1, 2, ...)$$
 (14)

und mit Rücksicht auf Gl. (9)

$$\lambda^2 = \varepsilon^2 - k^2 \equiv \lambda_0^2 \,, \tag{15}$$

wobei k die die spezielle Schwingungsform charakterisierende Ordnungszahl ist.

Für nicht verschwindende Reibung kann λ mit Hilfe von Gl. (13) näherungsweise nach der Formel

$$\lambda - \lambda_0 = - \left(\frac{f}{f'} \right)_{\lambda = \lambda_0}$$

berechnet werden. Dann ergibt sich endgültig

$$\lambda - \lambda_0 = \pm \frac{i \lambda_0}{\pi a_2} = \pm \frac{i \lambda_0}{\pi} \sqrt{\frac{i r}{\varepsilon}}.$$
 (16)

Das Vorzeichen muß mit Rücksicht auf das Energieprinzip gewählt werden: Im strömungsfreien Fall können ja nur gedämpfte Wellen auftreten. Der Fall k=0 entspricht der Kirchhoffschen Theorie der Schallabsorption in Rohren, wenn man von dem Einfluß der Wärmeleitung absieht [2].

3. Schallausbreitung mit Strömung

Wie im strömungsfreien Fall soll durch additive Überlagerung von zwei unabhängigen Lösungen die allgemeine Lösung des Gleichungssystems (5) gebildet werden, mit deren Hilfe dann die Randbedingungen streng érfüllt werden können. Wie man leicht sieht, kann der den Ausgleichsvorgang in Wandnähe $(z\approx\pm\,d)$ darstellende Lösungsanteil i=2 in der gleichen Weise wie im strömungsfreien

Fall angesetzt werden:

$$\hat{u}_2 = U_2 \cos \frac{\pi \alpha_2 z}{d} ,$$

$$\hat{w}_2 = W_2 \sin \frac{\pi \alpha_2 z}{d} ,$$

$$\frac{1}{c \rho} \hat{p}_2 = P_2 \cos \frac{\pi \alpha_2 z}{d} .$$
(17)

Dann ergibt sich wie früher

$$a_2^2 = -\frac{i \varepsilon}{r} \lambda^2, \quad \frac{U_2}{W_2} = \frac{a_2}{i \lambda}, \quad P_2 = 0.$$
 (18)

Zur Bestimmung des Lösungsanteils i=1 soll ein Störungsverfahren benutzt werden, bei dem die Machsche Zahl m als Entwicklungsparameter dient. Beim weiteren Vorgehen bieten sich zwei verschiedene Wege an, je nachdem wie der ungestörte Fall definiert wird: Entweder man sieht den strömungsfreien Fall m=0 entsprechend Gleichungssystem (6) als den ungestörten Fall an, oder man nimmt alle Summanden mit konstanten (von z unabhängigen) Koeffizienten zum ungestörten Fall hinzu, auch wenn diese Koeffizienten die Machsche Zahl m enthalten. Hier soll der zweite Weg beschritten werden. Für das so definierte ungestörte Problem gilt dann das Gleichungssystem (6), wobei nur die Größe ε durch $\xi=\varepsilon-m$ λ zu ersetzen ist.

Für den Lösungsanteil i=1 werde der Ansatz gemacht

$$\hat{u}_{1} = U_{1} \cos y + m W_{1} F(y),$$

$$\hat{w}_{1} = W_{1} \sin y + m W_{1} G(y),$$

$$\frac{1}{c o} \hat{p}_{1} = P_{1} \cos y + m W_{1} H(y),$$
(19)

wobei $y = \pi \alpha_1 z/d$ ist und α_1 nicht mehr durch Gl. (9), sondern durch die folgende Gl. (20) bestimmt ist:

$$\alpha_1^2 = \frac{\xi^2}{1 + \frac{4}{3}i\frac{\xi r}{\xi r}} - \lambda^2. \tag{20}$$

Gegenüber Gl. (9) ist also ε durch ξ ersetzt. Entsprechend gelten für die Amplitudenverhältnisse jetzt die Beziehungen

$$\frac{U_1}{W_1} = \frac{i\lambda}{\alpha_1}, \quad \frac{P_1}{W_1} = \frac{i}{\xi \alpha_1} (\alpha_1^2 + \lambda^2) = \frac{i\xi}{\alpha_1(1 + \frac{4}{3}i\xi r)}.$$
(21)

Mit dem Ansatz (19) nehmen die Randbedingungen jetzt folgende Form an:

$$U_1 \cos \pi \, \alpha_1 + m \, W_1 \, F(\pi \, \alpha_1) + U_2 \cos \pi \, \alpha_2 = 0 \,,$$

$$W_1 \sin \pi \, \alpha_1 + m \, W_1 \, G(\pi \, \alpha_1) + W_2 \sin \pi \, \alpha_2 = 0 \,. \quad (22)$$

Drückt man nach Gl. (18) und Gl. (21) die U_i durch die W_i aus, so erhält man wieder ein System

von zwei homogenen linearen Gleichungen für W_1 und W_2 . Das Verschwinden der Determinante liefert wieder die Bestimmungsgleichung für die Ausbreitungskonstante λ :

$$\frac{\sin \pi \, \alpha_1 + m \, G(\pi \, \alpha_1)}{\frac{i \, \lambda}{\alpha_1} \cos \pi \, \alpha_1 + m \, F(\pi \, \alpha_1)} = \frac{i \, \lambda}{\alpha_2} \operatorname{tg} \pi \, \alpha_2. \tag{23}$$

Für kleine Werte von r resultiert hieraus als Gleichung für λ analog Gl. (13)

$$f(\lambda) \equiv \sin\pi\,\alpha_1 + m\,G(\pi\,\alpha_1) \pm \frac{i\,\lambda^2}{\alpha_1\,\alpha_2}\cos\pi\,\alpha_1 = 0\;. \eqno(24)$$

Bevor diese Gleichung näher diskutiert wird, soll auf die Bestimmung der Funktionen F, G, H eingegangen werden. Durch Einsetzen von Gl. (19) in das Gleichungssystem (5) erhält man bei Vernachlässigung von Größen höherer Ordnung die Differentialgleichungen

$$\begin{split} i\,\xi\,F - i\,\lambda\,H &= \frac{\lambda^2}{\pi^2\,\alpha_1^{\,3}}\,y^2\cos y + \frac{2}{\pi^2\,\alpha_1}\,y\,\sin y\;,\\ i\,\xi\,G + \alpha_1\,H' &= -\frac{i\,\lambda}{\pi^2\,\alpha_1^{\,2}}\,y^2\sin y\;,\\ i\,\xi\,H - i\,\lambda\,F + \alpha_1\,G' &= \frac{\xi\,\lambda}{\pi^2\,\alpha_1^{\,3}}\,y^2\cos y\;. \end{split} \tag{25}$$

Die vertikalen Striche bedeuten hier Differentiation nach der Variablen y. Macht man für F, G und H Potenzreihen-Ansätze, so resultieren Rekursionsformeln für die Koeffizienten. Die in erster Linie interessierende Funktion G(y) ergibt sich zu

$$G(y) = \frac{2 \lambda}{\xi \pi^2 \alpha_1^2} \sum_{n}^{1,\infty} n \frac{(-1)^{n+1}}{(2n+1)!} y^{2n+1} + \frac{2 \lambda \xi}{\pi^2 \alpha_1^4} \sum_{n}^{1,\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{(2n+1)!} y^{2n+1} \sum_{s}^{1,n} (2s-1) 2s$$

$$= \frac{2 \lambda}{\xi \pi^2 \alpha_1^2} \left(\frac{1}{3!} y^3 - \frac{2}{5!} y^5 + \frac{3}{7!} y^7 - \frac{4}{9!} y^9 + \frac{5}{11!} y^{11} - \dots\right) (26)$$

$$+ \frac{2 \lambda \xi}{\pi^2 \alpha_1^4} \left(\frac{2}{3!} y^3 - \frac{14}{5!} y^5 + \frac{44}{7!} y^7 - \frac{100}{9!} y^9 + \frac{190}{11!} y^{11} - \dots\right).$$

Speziell wird

$$G(\pi) = \frac{2 \lambda}{\xi \pi^2 \alpha_1^2} 1,58 - \frac{2 \lambda \xi}{\pi^2 \alpha_1^4} 5,96. \quad (27)$$

Die Bestimmung von λ aus Gl. (24) kann näherungsweise wieder mit Hilfe der Formel

$$\lambda - \lambda_0 = -\left(\frac{f}{f'}\right)_{\lambda = \lambda_0}$$

erfolgen. Für die Elementarlösung ("mode") k=1 ergibt sich dann speziell

$$\lambda - \lambda_0 = -\varepsilon \, m - \frac{m \, G(\pi)}{\pi \, \lambda_0} \pm \frac{i \, \lambda_0}{\pi \, \alpha_2} \tag{28}$$

oder

$$\lambda - \lambda_0 = -0.615 \, \varepsilon \, m \left(1 + \frac{0.165}{\varepsilon^2} \right) \pm \frac{i \, \lambda_0}{\pi} \, \sqrt{\frac{i \, r}{\varepsilon}} \, . \tag{29}$$

Aus Gl. (29) ist leicht abzulesen, unter welchen Bedingungen eine Entdämpfung der Schallwelle eintritt: Entsprechend dem Ansatz (2) handelt es sich um eine entdämpfte Welle, wenn der Wert der Ausbreitungskonstante γ beziehungsweise λ im ersten oder dritten Quadranten der komplexen Zahlenebene liegt; die entdämpfte Welle schreitet in Strömungsrichtung fort, wenn λ im ersten Quadranten liegt, sie schreitet entgegen der Strömungsrichtung fort, wenn λ im dritten Quadranten liegt. Dieser letzte Fall tritt nach Gl. (29) ein, wenn $\varepsilon < 1$ und r hinreichend klein ist. Die Bedingung $\varepsilon < 1$ bedeutet, daß die Schallfrequenz im Sperrbereich des Kanals liegt. Bei k=1 wird dann $\lambda_0 = \pm i \sqrt{1-\epsilon^2}$ rein imaginär. Nach Gl. (29) werden durch den Einfluß der Strömung $(m \neq 0)$ beide Wurzeln in Richtung der negativ reellen Achse verschoben. Für $\lambda_0 = -i \sqrt{1 - \varepsilon^2}$ gelangt daher λ in den dritten Quadranten. Es wäre danach zu erwarten, daß in dem Kanal von einer seitlich angebrachten Schallquelle aus unter den angegebenen Bedingungen entgegen der Strömungsrichtung eine entdämpfte Schallwelle abläuft.

In Gl. (6) der Arbeit [1] war für $\lambda - \lambda_0$ ein Ausdruck angegeben worden, der sich von Gl. (29) besonders hinsichtlich der Abhängigkeit von der Reibungszahl unterscheidet. Die Formel der Arbeit [1] ist nicht richtig, weil dort der Ansatz (1) zu speziell gewählt wurde und durch die weitere Behandlung die Erfüllung der Randbedingungen nicht garantiert ist. (Eingegangen am 19. März 1960.)

Schrifttum

- [1] Schuster, K., Ann. Phys. 20 [1957], 381. Ullmann, D., Ann. Phys. 3 [1959], 316.
- [2] CREMER, L., Die wissenschaftlichen Grundlagen der Raumakustik. Bd. 3, S. Hirzel Verlag, Leipzig 1950, S. 300.

ZUR GENAUIGKEIT VON SCHALLABSORPTIONSGRADMESSUNGEN IM HALLRAUM

von H. G. Andres und D. Brodhun

Mitteilung aus dem Heinrich-Hertz-Institut der Deutschen Akademie der Wissenschaften, Berlin-Adlershof

Zusammenfassung

Die wesentlichen Fehler, die bei der Messung des Schallabsorptionsgrades im Hallraum auftreten, werden diskutiert und besonders die zufälligen Fehler nach ihren Ursachen aufgegliedert und experimentell untersucht. Es ergibt sich eine Abschätzung für die Wiederholstreuung, die der aus einem Ringversuch ermittelten Vergleichstreuung gegenübergestellt wird. Die räumliche Verteilung der Nachhallzeiten im Hallraum zeigt einen Zusammenhang mit der Diffusität.

Sommaire

On fait la discussion des principales erreurs qui se présentent dans les mesures des coefficients de l'absorption sonore effectuées dans une chambre à réverbération. On a, en particulier, recherché l'origine des erreurs accidentelles par voie expérimentale. On a évalué la dispersion des erreurs obtenues par répétition et on l'a comparée à celle de mesures publiées antérieurement. La distribution spatiale du temps de réverbération dans la chambre est liée à la diffusion sonore.

Summary

The essential errors associated with the measurement of sound absorption coefficients by the reverberation room method are discussed. An analysis of the statistical errors gives their principal sources and experiments show the range of repeatibility. This is compared with reproducibility deduced from the result of a round-robin-measurement. A connection between the spatial distribution of reverberation times and diffusion is pointed out.

1. Grundsätzliches über Meßfehler

Meßfehler, die die Genauigkeit einer Messung begrenzen, lassen sich bekanntlich in systematische und zufällige Fehler einteilen. Systematische Fehler können - wenigstens grundsätzlich - herauskorrigiert werden; so sind die Schallabsorptionsgrade, die nach dem Hallraumverfahren gemessen werden, in starkem Maße abhängig von der Länge der Ränder der Prüfflächen und vom Grad der Diffusität des Schallfeldes während der Messung. Der erstgenannte Effekt kann auf Beugungserscheinungen zurückgeführt werden und ist durch theoretische und experimentelle Untersuchungen hinreichend geklärt. Die noch offene Frage, ob man versuchen soll, die Kantenbeugung ganz auszuschließen, oder welchen Anteil man für angemessen hält, gehört nicht in den Bereich der Meßtechnik. Über die durch mangelnde Diffusität verursachten Fehler sind in den letzten Jahren sehr aufschlußreiche Ergebnisse bekannt geworden [1], [2]. Wir wissen jetzt zwar, daß wir nur bei ausreichender Diffusität systematische Fehler vermeiden, müssen uns aber von Fall zu Fall vom Zustand des Schallfeldes überzeugen.

Die Auswirkung von zufälligen Fehlern auf das Meßergebnis läßt sich durch Erhöhung der Anzahl der Einzelmessungen beliebig klein machen. Unsere Aufgabe soll in der Ermittlung der zufälligen Fehler liegen, mit denen die gemessenen Nachhallzeiten behaftet sind, da sich der Schallabsorptionsgrad aus den Nachhallzeiten des leeren und des bedämpften Hallraumes errechnet. Eine Kritik an der Auswerteformel, zum Beispiel der von Sabine, würde auf die Diskussion eines systematischen Fehlers hinauslaufen und gehört nicht hierher.

Für die zufälligen Fehler beziehungsweise Streuungen der Nachhallzeiten legen wir eine Einteilung zugrunde, die sich von der Technik der Nachhallzeitmessung herleitet; danach unterscheiden wir:

- Die Streuung der Nachhallzeiten, wenn der Mikrophonort verändert wird; sie wird als Raumstreuung bezeichnet.
- 2. Die Streuung, die bei Wiederholungen an einem festen Mikrophonort beobachtet wird; sie wird Ortstreuung genannt.

Über die Raumstreuung ist zu sagen, daß sie nicht als Meßfehler im engeren Sinne aufgefaßt werden

kann, sondern eine physikalisch gegebene Größe ist. die nur über das Schallfeld zu beeinflussen ist. Da sich die Nachhallzeit nicht entsprechend ihrer Definition aus dem Abklingen der gesamten Raumenergie messen läßt, müssen wir sie als Funktion der Ortskoordinaten betrachten, Messungen an hinreichend vielen Orten durchführen und den räumlichen Mittelwert als Repräsentanten für die Abklingkonstante der Raumenergie verwenden [3]. Die Streuung dieser an zufällig herausgegriffenen Orten erhaltenen Meßwerte sagt uns dann etwas über die Zuverlässigkeit des Mittelwertes aus. Da die Raumstreuung, wie sich zeigen wird, im allgemeinen der entscheidende Anteil unter den hier behandelten Streuungen ist, bestimmt sie zusammen mit der Anzahl der Mikrophonorte die Genauigkeit der Messung. Die Ortstreuung enthält in jedem Fall einen Anteil, der auf zufällige Schwankungen in der Wirkungsweise des Pegelschreibers und auf subjektive Einflüsse des Auswertenden zurückzuführen ist. Dies ist der eigentliche Versuchsfehler: er läßt sich sehr klein halten, wenn statt des Pegelschreibers ein automatisch arbeitendes, direkt anzeigendes Nachhallzeit-Meßgerät verwendet wird, wie aus einer früheren Untersuchung [4] schon kurz mitgeteilt worden war. Ein anderer Anteil der Ortstreuung. der merklich größer sein kann als der Versuchsfehler, hängt mit dem durch den Ton- oder Geräuschgenerator gegebenen Anregungsvorgang des Raumschallfeldes zusammen, wie unten noch gezeigt werden wird. Beide Komponenten lassen sich durch experimentelle und durch statistische Mittel tren-

Die von uns betrachteten zufälligen Fehler führen zu einem "Wiederholstreubereich", welcher wiederholten Messungen in einem Laboratorium zugeordnet ist. Er ist immer kleiner als der "Vergleichstreubereich", der aus Messungen verschiedener Laboratorien entsteht ¹. Man darf ihn aber deswegen nicht für uninteressant halten, da man nur bei Kenntnis der Wiederholstreuung entscheiden kann, ob sich Meßergebnisse verschiedener Laboratorien überhaupt signifikant unterscheiden. Auch bei der laufenden Überprüfung eines Industrieproduktes im eigenen Laboratorium kann nur an Hand des Wiederholstreubereichs entschieden werden, ob man bei unterschiedlichen Meßergebnissen von Veränderungen des Produktes sprechen darf.

Solange die Ursachen für solche Veränderungen nicht faßbar sind, können auch diese als zufällige Fehler aufgefaßt werden. Diese Streuung der Eigenschaften des Prüfmaterials wollten wir nicht untersuchen; daher wurde ein Satz Schluckelemente gealtert und dann für sämtliche Meßreihen verwendet.

2. Meß- und Auswerteverfahren

Alle Untersuchungen wurden in einem Hallraum von den mittleren Abmessungen 5,6 m × 5,4 m ×2.7 m und einem Volumen von 82 m³ durchgeführt. Die Wände sowie der Fußboden sind leicht schief gestellt, weitere bauliche Vorkehrungen zur Verbesserung der Diffusität sind nicht vorhanden. $10 \, \mathrm{m}^2$ Als Absorptionsmaterial dienten Schluckkombination, die im Bereich von 400 bis 4000 Hz einen Absorptionsgrad von etwa 0,7 aufweist. Die Schallschlucker waren entsprechend DIN 52212 [5] auf drei Begrenzungsflächen aufgeteilt und etwa in der Mitte dieser Flächen angebracht. Über die Auswirkungen von Verschiebungen aus dieser Mittellage wird noch berichtet werden. Die Anregung des Raumes erfolgte durch Rauschen, welches von einem in einer Raumecke angebrachten Lautsprecher in Oktavbandbreite gesendet und empfangsseitig auf Terzbandbreite beschnitten wurde. Die zu den Meßergebnissen angegebenen Frequenzen sind die Mitten dieser Terzbänder. Für die Mikrophone wurden 50 Aufstellungsorte, welche auf die Höhen 1,35 m und 1,95 m verteilt waren, ausgesucht und genau markiert. Die Bestimmung der Nachhallzeiten erfolgte mit einem direkt anzeigenden Meßgerät [6], welches die Schwankungen der Abklingkurven selbsttätig glättet; die Form der Abklingkurven wurde durch einen parallelgeschalteten Pegelschreiber kontrolliert, gekrümmte oder geknickte Kurven ausgeschieden. Der Absorptionsgrad wird nach der Sabineschen Formel berechnet.

Bei entsprechender Anlage der Versuche können die Streuungen beziehungsweise Vertrauensbereiche nach den Methoden der Statistik ² bestimmt werden. Dabei ist es sehr erwünscht, wenn die Nachhallzeiten jeder Reihe einer Gaußschen Verteilungsfunktion folgen, d. h. kurz ausgedrückt, "normalverteilt" sind. Zur Durchführung bestimmter Verfahren, die wir anwenden müssen, wie die Varianzanalyse oder Prüfung von Schätzwerten auf gesicherte oder zufällige Abweichung, ist eine Normalverteilung sogar Voraussetzung. Alle Meßreihen wurden daher zunächst auf Normalverteilung geprüft. Dies geschieht in einfacher Weise durch Eintragen der in Klassen zusammengefaßten Meßwerte auf Summenhäufig-

¹ Dazu muß man voraussetzen, daß allen Laboratorien die gleiche Wiederholstreuung zuzuordnen ist. Für die Vertrauensbereiche kann eine derartige allgemeine Aussage nicht gemacht werden, da hier noch die Anzahl der Messungen eingeht; vergleiche unten Gl. (3)!

² Vergleiche hierzu die Lehrbücher und Formelsammlungen der mathematischen Statistik, zum Beispiel Linder [7] und Graf und Henning [8], welche alle dieser Arbeit zugrunde liegenden Verfahren beschreiben.

keitspapier. Bei Normalverteilung entsteht dabei eine Gerade, der man den Mittelwert

$$\overline{T} = \frac{1}{n} \sum_{k} T_{k} \tag{1}$$

und die Streuung 3

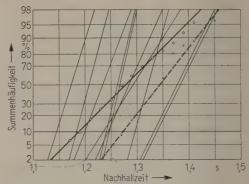
$$s = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{k} (T_k - \overline{T})^2}$$
 (2)

unmittelbar entnehmen kann. Die wenigen weiteren von uns benutzten statistischen Größen werden am Ort ihres Auftretens erklärt werden.

3. Die Ortstreuung

Die Ortstreuung enthält neben dem Versuchsfehler als interessantesten Anteil den Einfluß der zufälligen Schwankungen der Raumanregung. Für das Rauschen als statistischer Vorgang sind diese Schwankungen typisch und unvermeidbar, so daß sich der dem Abschaltmoment vorhergehende zeitliche Verlauf des Schalldruckes nie in gleicher Weise wiederholt. Wird dagegen ein bestimmter Rauschvorgang als Schallaufzeichnung "eingefroren" und diese Konserve immer wieder zur Raumanregung abgespielt, so verkleinert sich die Ortstreuung, da dann nur der Versuchsfehler übrigbleibt. Schneidet man nun von einer Schallaufzeichnung des Rauschens auf Magnettonband oder Lichttonfilm laufend kleine Stücke vom Ende weg und führt jedesmal mit der gekürzten Aufzeichnung Wiederholungsmessungen durch, so bleibt innerhalb jeder Wiederholung die Streuung klein, die Mittelwerte untereinander unterscheiden sich jedoch gesichert 4.

Als Beispiel gibt Bild 1 die Summenhäufigkeitsverteilungen für 10 verschiedene Bandlängen im Frequenzband 450 Hz, wobei zu jeder Verteilungskurve 50 Einzelmessungen gemacht wurden. Dazu ist noch die Verteilung eingetragen, die sich bei Anregung direkt aus dem Rauschgenerator ergibt und eine Kurve, die die gemeinsame Verteilung aller 500 Einzelwerte darstellt. Obgleich bei letzterer nur 10 wirklich verschiedene Anregungsvorgänge mitgewirkt haben, ist die Streuung derjenigen bei Rauschgenerator-Anregung bereits sehr nahe gleich; die zugehörigen mittleren Nachhallzeiten unterscheiden sich noch merklich.



Einen Überblick über die Größenordnung der Ortstreuung erhält man aus Bild 2, das die Ergebnisse aus Messungen in 6 Frequenzbändern an einem willkürlich herausgegriffenen Ort wiedergibt.

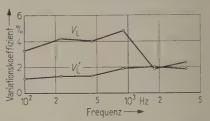


Bild 2. Variationskoeffizienten der gesamten Ortstreuung (V_L) und des Versuchsfehlers (V_{L}') .

Hier sind, wie es auch im folgenden geschehen wird, die Variationskoeffizienten $V_{\rm L}\!=\!100\,rac{s_{
m L}}{T}$ aufgetragen.

Dies ist dann besonders vorteilhaft, wenn Reihen mit verschiedenen mittleren Nachhallzeiten verglichen werden. In V_L ist die gesamte Ortstreuung, in $V_{
m L^{\prime}}$ der Versuchsfehler allein enthalten. Aus Bild 2kann man entnehmen, daß bis 1000 Hz der durch die Variabilität des Anregungsvorganges bedingte Anteil der Ortstreuung überwiegt, über 1000 Hz jedoch im Versuchsfehler untergeht. Es muß betont werden, daß man aus den sehr kleinen Variationskoeffizienten von 1 bis 2%, die mit der übrigens sehr aufwendigen Apparatur für genau reproduzierbare Anregung erreicht werden können, nicht auf eine hohe Meßgenauigkeit der Nachhallzeit schließen darf, da keiner der möglichen Anregungsvorgänge vor den anderen physikalisch ausgezeichnet und als der beste bezeichnet werden kann. Die durch zufällige Abschaltzeitpunkte des Rauschens erhaltene Raumanregung wird dagegen zu einer mittleren Nachhallzeit führen, an der alle am Mikrophonort vorhandenen Raumeigenschwingungen entsprechend ihrer Intensitätsverteilung vertreten sind.

³ Mit dem Wort "Streuung" bezeichnen wir sowohl qualitativ die Erscheinung, daß sich gemessene Einzelwerte zufällig unterscheiden, als auch den durch Gl. (2) definierten Zahlenwert s; dieser ist der Schätzwert für die prinzipiell unbekannte Streuung σ der Grundgesamtheit.

⁴ Wie üblich sprechen wir vom gesicherten Unterschied zweier Schätzwerte, wenn die statistische Sicherheit mindestens 99% beträgt.

4. Nachhallzeit-Verteilungen und Raumstreuung

Die Nachhallzeiten, die sich bei Wiederholungen an einem Ort ergaben, waren in allen untersuchten Fällen normalverteilt. Leider ist das bei den Raumverteilungen (viele Mikrophonorte) oftmals nicht der Fall. Man kann dann manchmal bei einer anderen Lautsprecherstellung oder durch Verschieben der Schluckstoffproben zu einer Normalverteilung gelangen; diese ist aber wieder bei der gleichen geometrischen Konfiguration nicht in allen Frequenzbändern gegeben. Durch Voruntersuchungen wurde aus den zahlreichen Möglichkeiten eine verhältnismäßig günstige ausgewählt und vorwiegend verwendet.

Eine Abweichung von der Normalverteilung äußerte sich meistens so, daß lange Nachhallzeiten verhältnismäßig zu häufig waren. Man erkennt dies zum Beispiel an Bild 3, gestrichelte Kurven. Eine interessante Erkenntnis ergibt sich, wenn man im Grundriß des Hallraumes zu den Mikrophonorten

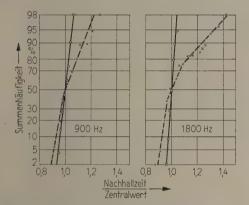


Bild 3. Verteilung der Nachhallzeiten im Raum.

○——○ Mit Diffusoren,

×— —× ohne Diffusoren.

die Nachhallzeiten anschreibt und sich durch Interpolation Kurven gleicher Nachhallzeit herstellt. Das wurde für die in Bild 3 enthaltenen Verteilungen durchgeführt und in Bild 4 dargestellt. Zur weiteren Verdeutlichung sind dort noch die Flächen zwischen den Kurven gleicher Nachhallzeit in bestimmten Grautönen ausgelegt, welche jeweils eine Nachhallzeit-Klasse repräsentieren. Helle Flächen entsprechen kurzen Zeiten, dunkle Flächen den langen. Die Anbringungsorte des Schluckstoffs sind durch Rasterflächen, der Ort des Lautsprechers durch das bekannte Symbol gekennzeichnet. In den Karten (a) und (b), die zu den gestrichelten Kurven in Bild 3 gehören, sieht man, daß die langen Nachhallzeiten sich auf ein ganz bestimmtes Raumgebiet konzentrieren.

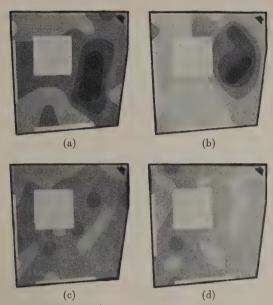


Bild 4. Kartenmäßige Darstellung der Nachhallzeitverteilungen.

- (a) Raum ohne Diffusoren, 900 Hz,
- (b) Raum ohne Diffusoren, 1800 Hz,
- (c) Raum mit Diffusoren, 900 Hz,
- (d) Raum mit Diffusoren, 1800 Hz.

Bei sonst unveränderten Verhältnissen wurden nun 14 Hartfaserplatten von 1 m × 1,65 m Fläche in möglichst regelloser Orientierung frei im Raum aufgehängt. Der Einfluß dieser Diffusoren ist in Bild 3 deutlich erkennbar, indem nun die Nachhallzeiten normal verteilt sind (ausgezogene Kurven). Um die Veränderung der mittleren Nachhallzeiten durch die zusätzliche Absorptionsfläche der Diffusoren in der Darstellung auszuschalten, wurden die Zeiten in Bild 3 auf den Zentralwert Z der Verteilungen bezogen. Dadurch wird es augenfällig, daß bei Verwendung der Diffusoren der Überschuß der langen Nachhallzeiten verschwunden ist. Auch in der Darstellung der Karten fällt eine Veränderung auf: in den Karten (c) und (d) bestehen keine Raumteile mit überwiegend langen oder kurzen Nachhallzeiten mehr; außerdem sind die Schwärzungen nicht mehr so unterschiedlich.

Aus den Summenkurven in Bild 3 kann man auch entnehmen, daß die Raumstreuungen beziehungsweise die entsprechenden Variationskoeffizienten durch die Diffusoren kleiner geworden sind. Dies ist aber nur dem Aufrichten des abgeknickten Teiles der Summenkurven zuzuschreiben. In Fällen, in denen auch schon ohne Diffusoren eine Normalverteilung vorlag, konnte die Streuung durch die Diffusoren nicht verkleinert werden. Es darf die Vermutung ausgesprochen werden, daß an den Orten mit "zu langer Nachhallzeit" vorwiegend Schwingungsmodi

mit streifendem Einfall erfaßt werden; die verbesserte Richtungsverteilung im Schallfeld infolge der Diffusoren stellt dann wieder eine Normalverteilung der Abklingkonstanten der Raumeigenschwingungen her. Wenn man diese Folgerungen akzeptiert, darf man in der Beschaffenheit der räumlichen Verteilung der Nachhallzeiten ein Kriterium für die Diffusitätsverhältnisse im Schallfeld sehen. Die Verläßlichkeit des angedeuteten Verfahrens muß noch durch weitere Untersuchungen erhärtet werden.

Die Raumstreuung, wie sie aus den Nachhallzeit-Verteilungen in Bild 3 entnommen werden kann, enthält noch einen Anteil der Ortstreuung, da an den verschiedenen Orten nacheinander gemessen wurde und das anregende Rauschen jedesmal etwas anders ausfällt. Eine Trennung der beiden Streuungen ist möglich, wenn an jedem Ort Wiederholungen durchgeführt und die Ergebnisse einer einfachen Varianzanalyse unterzogen werden. Dabei erhält man auch noch einen Mittelwert der Ortstreuungen über alle Meßorte im Hallraum. Zwei derartige Meßreihen wurden in 6 Frequenzbändern an 10 Orten im Raum mit je fünfmaliger Wiederholung durchgeführt, und zwar für den leeren Hallraum und für den mit den Absorbern bedämpften Hallraum. Die Ergebnisse sind in Bild 5 dargestellt. Der Index L bezieht sich auf die Ortstreuung, S auf die Raumstreuung; 0 auf den leeren und Δ auf den bedämpften Hallraum. Die Signifikanzprüfung ergab, daß sich die Variationskoeffizienten der Ortstreuung im leeren und im bedämpften Raum nur zufällig unterscheiden; die beiden Koeffizienten der Raumstreuung sind ab 450 Hz statistisch gesichert verschieden.

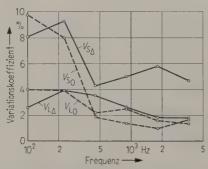


Bild 5. Variationskoeffizienten der Raumstreuung (V_S) und der Ortstreuung (V_L) im leeren (O) und bedämpften (\varDelta) Hallraum.

5. Einfluß der Anbringungsorte

Ursprünglich war angenommen worden, daß sich auch eine Streuung der Schluckstoffanordnungen bestimmen ließe, das heißt, daß sich die mittleren Nachhallzeiten bei Verschiebungen der SchluckstoffFlächen in statistisch-regelloser Weise ändern würden. Es zeigte sich jedoch, daß die mittlere Nachhallzeit und damit der gemessene Absorptionsgrad in einem weiten Bereich eine einsinnige Funktion der Koordinaten des Anbringungsortes ist. Diese Abhängigkeit darf daher nicht in die statistischen Betrachtungen einbezogen werden, und man gelangt zu dem Schluß, daß eine Prüfvorschrift zum Zweck einer guten Reproduzierbarkeit und Vergleichbarkeit möglichst präzise Forderungen für den Anbringungsort des Prüfmaterials im Hallraum stellen sollte, so wie dies in der deutschen Norm [5] geschehen ist. Es ist denkbar, daß sich der Einfluß des Anbringungsortes in einem kleinen Hallraum, wie er uns zur Verfügung stand, besonders stark bemerkbar macht.

6. Der Vertrauensbereich des Absorptionsgrades und Folgerungen

Bei Kenntnis der Ort- und Raumstreuungen kann man nun den Vertrauensbereich des Absorptionsgrades berechnen. Zunächst erhält man die prozentualen Vertrauensbereiche für die Nachhallzeiten im leeren beziehungsweise bedämpften Raum aus

$$p = 100 \frac{t}{T} \frac{s_{\rm S}^*}{VS} = t \frac{V_{\rm S}^*}{VS}.$$
 (3)

Hier ist S die Anzahl der Mikrophonorte, t ist die Integralgrenze der t-Verteilung für den Freiheitsgrad S-1 bei einer vorgegebenen Sicherheit. Bei der numerischen Behandlung beziehen wir uns auf die konventionelle Sicherheitsgrenze von 99% ⁵.

$$s_{\rm S}^* = \sqrt{s_{\rm S}^2 + \frac{s_{\rm L}^2}{L}}$$
 (4)

ist die "beobachtete" Raumstreuung, die zu einer Zahl von L Wiederholungen an jedem Ort gehört.

Werden wieder mit den Indices 0 und Δ die entsprechenden Größen im leeren und bedämpften Raum bezeichnet, so kann man aus der Sabineschen Formel die Beziehung für den Vertrauensbereich p_{α} des Absorptionsgrades leicht herleiten:

$$p_a = \frac{\overline{T}_0 p_A + \overline{T}_A p_0}{\overline{T}_0 - \overline{T}_A}.$$
 (5)

Die Vertrauensbereiche p_0 und p_A sind, wie man aus den Gleichungen (3) und (4) sieht, grundsätzlich von S und L abhängig. Legt man die gemessenen Werte der Streuungen zugrunde (vergleiche Bild 5), so zeigt sich eine sehr geringe Abhängigkeit von L, das heißt es lohnt sich kaum, an einem Ort mehr als zweimal zu messen; die gewünschte Genauigkeit ist

⁵ Das heißt also: mit einer statistischen Sicherheit von 99% kann die Nachhallzeit zu $T[1\pm p/100)$] angegeben werden.

durch die Anzahl S der Orte bestimmt. Dies gilt nicht, wenn der Versuchsfehler zum Beispiel infolge manueller Auswertung nicht mehr vernachlässigt werden kann.

Als Beispiel wurde der Vertrauensbereich für $\alpha \approx 0,7$ und $T_0 = 3$ T_{\perp} errechnet und in Bild 6 in Abhängigkeit von S dargestellt. Dabei sind die für Frequenzen ab 450 Hz geltenden Schätzwerte

$$V_{S_0} = 1.5\%$$
, $V_{S_A} = 5\%$, $V_{L_0} = V_{L_A} = 2.5\%$,

zugrunde gelegt. Man erkennt, daß zu 3 Mikrophonorten entsprechend DIN 52212 ein Vertrauensbereich von 50% gehört; bei 6 Orten kommt man auf etwa 15%.

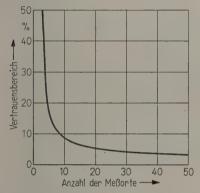


Bild 6. Vertrauensbereich des Absorptionsgrades.

Diesen Werten kann man nun die Vertrauensbereiche gegenüberstellen, die sich bei Ringmessungen ergeben. Da uns die Ergebnisse der internationalen Vergleichsmessung 1959 der ISO noch nicht zur Verfügung stehen, greifen wir auf die deutschen Messungen von 1950 [9] zurück. Dort werden für Rauschanregung mittlere Fehler der Einzelwerte, das heißt Vergleichstreuungen, angegeben, aus denen Variationskoeffizienten $V_{\rm V} \approx 10\%$ folgen. Da hierbei 5 Institute beteiligt waren, ergibt sich durch sinngemäße Anwendung von Gl. (3) ein Vertrauensbereich $p_{\rm V} \approx 20\%$. Die von uns vorgelegten Abschätzungen zeigen also deutlich, daß man der "internen Meßgenauigkeit" der einzelnen Laboratorien mehr Aufmerksamkeit zuwenden muß, als dies bisher geschehen ist. Ganz besonders gilt das, wenn es sich um den Vergleich verschiedener Meßverfahren handelt. In diesen Fällen müssen alle Einzelwerte der Nachhallzeiten angegeben werden, da man dann durch eine Varianzanalyse klären kann, ob signifikante oder nur zufällige Unterschiede vorliegen.

Eigenartigerweise wird die Ortsabhängigkeit der Nachhallzeit mitunter gar nicht beachtet. So geben zwei neuere amerikanische Veröffentlichungen [10]. [11] Streuungen der Nachhallzeiten, die anscheinend aus Wiederholungen an nur einem Mikrophonort hergeleitet sind und demnach unserem VL entsprechen; sie sind auch dementsprechend klein. Ob man durch Maßnahmen zur Verbesserung der Diffusität und durch geeignete Raumanregung überhaupt erreichen kann, daß die Nachhallzeit ortsunabhängig wird, soll hier nicht diskutiert werden. Daß wir bei unseren Versuchen durch das Einbringen von Diffusoren keine Verkleinerung der Raumstreuung erreichten, mag nicht als endgültig betrachtet werden, da wir nur eines der zahlreichen bekannten Verfahren zur Diffusitätsverbesserung angewendet haben.

Herrn Prof. O. Hachenberg danken wir für seine freundliche Förderung dieser Arbeit, Herrn G. Odin für viele kritische Diskussionen.

(Eingegangen am 23. März 1960.)

Schrifttum

- Kuttruff, K. H., Über die Herstellung diffuser Schallfelder. Diss. Göttingen 1958.
- [2] Steffen, E., Untersuchungen zur Schallabsorptionsgradmessung im Hallraum. Hochfr. u. Elektroak. 67 [1958], 73.
- [3] Odin, G., Untersuchungen des Einflusses der zeitlichen und räumlichen Mittelwertbildung auf das Meßergebnis von Nachhallzeitmessungen. Diplomarbeit Dresden 1958.
- [4] Brodhun, D. und Odin, G., Zur Genauigkeit von Nachhallzeitmessungen. Acustica 8 [1958], 64.
- [5] DIN 52212, Bauakustische Prüfungen, Schallschluckanordnungen, Bestimmung des Absorptionsgrades im Hallraum. Februar 1956.
- [6] Odin, G., Ein Gerät zur Messung der Nachhallzeiten. Hochfr. u. Elektroak. 65 [1956], 86.
- [7] Linder, A., Statistische Methoden, Birkhäuser-Verlag, Basel u. Stuttgart 1957.
- [8] GRAF, U. und HENNING, H. J., Formeln und Tabellen der mathematischen Statistik. Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1953.
- [9] EISENBERG, A., Schluckgrad-Vergleichsmessungen 1950. Acustica 1 [1951], Beiheft, 108.
- [10] BALACHANDRAN, C. G., Random Sound Field in Reverberation Chambers. J. Acoust. Soc. Amer. 31 [1959], 1319.
- [11] WATERHOUSE, R. V., Precision of Reverberation Chamber Measurements of Sound Absorption Coefficients. Referat zum 3. ICA-Kongreß, Stuttgart 1959.

THE ACOUSTIC IMPEDANCE OF THIN LAYERS OF POROUS MATERIAL

by M. A. Ferrero and G. G. SACERDOTE

Istituto Elettrotecnico Nazionale G. Ferraris, Torino

Summary

The behaviour of the real component of the acoustic impedance of a thin layer of porous material adhering to a rigid wall is studied: this component increases greatly when the layer becomes very thin.

Sommaire

On étudie le comportement de la composante réelle de l'impédance acoustique d'une couche mince d'un matériel poreux adhérent à une paroi rigide: cette composante augmente sensiblement quand l'épaisseur de la couche diminue.

Zusammenfassung

Untersucht wird das Verhalten des Realteiles der akustischen Impedanz einer dünnen Schicht eines porösen Stoffes auf einer harten Wand. Wird die Schicht sehr dünn, so wächst der Realteil bemerkenswert.

1. Introduction and general equations

The acoustic impedance of a porous material laying to a rigid wall is studied, when the thickness d of the absorbing layer becomes very small.

The behaviour of a porous material may be compared to that of an electrical line with distributed constants; in the case under examination to a line (short in respect to the wave-length) with an open end.

The properties of the absorbing material are specified by the knowledge of two complex quantities, functions of the frequency: the propagation constant γ cm⁻¹ and the characteristic impedance z_c (z_c and the successive impedances are relative to that of the air).

Indicating the impedance distributed in series for unit of length by $r+\mathrm{j}\,\omega\,\varrho$, and the admittance distributed in parallel for unit of length by $g+\mathrm{j}\,\omega\,C$, we have

$$r + i \omega \varrho = z_c \gamma$$
, $g + i \omega C = \gamma/z_c$.

The impedance z_a of the open line is given by

$$z_a = z_c \operatorname{cth} \gamma d$$
;

whence for small values of d, if $|\gamma d| \le 1$, we obtain

$$\begin{split} z_{\mathbf{a}} &= z_{\mathbf{c}} \left(\frac{1}{\gamma d} + \frac{\gamma d}{3} \right) - \frac{1}{(g + \mathbf{j} \omega C) d} + \frac{1}{3} (r + \mathbf{j} \omega \varrho) d, \\ z_{\mathbf{a}} &= \left(\frac{g}{g^2 + \omega^2 C^2} \frac{1}{d} + \frac{r}{3} d \right) \\ &- \mathbf{j} \omega \left(\frac{C}{g^2 + \omega^2 C^2} \frac{1}{d} + \frac{\varrho d}{3} \right). \end{split} \tag{1}$$

From this relation it is possible to remark that the real part of the impedance z_a tends of infinity when the thickness d tends to zero. As a function of d, the real part assumes a minimum value

$$\begin{array}{c} 2 \\ \sqrt{3} \end{array} \sqrt{\begin{array}{c} r g \\ g^2 + \omega^2 C^2 \end{array}}$$

for the thickness

$$d_0 = \sqrt{\frac{3 g}{r(g^2 + \omega^2 C^2)}}.$$

2. Experimental measurements

In order to control this behaviour, a porous material of rock-wool, of density $100 \, \mathrm{kg/m^3}$, has been examined. The measure of the characteristic parameters of the material has been made with the known method of measuring the impedance in a tube with standing waves, with open and closed circuit: the first condition is obtained with the material adhering to the rigid wall, and the second condition with the material closed on an air space 1/4 of wave-length long.

The results of the measurements are reported on Fig. 1, where the values of the propagation constant and of the characteristic impedance are reported as a function of the frequency, and on Fig. 2 the values of the primary parameters: the real and imaginary components of the impedance in series and of the admittance in parallel. It is to be noted that the values of g are obtained from differences between two quantities generally very near, so that taking into account the possible measurement errors, its determination presents some difficulties.

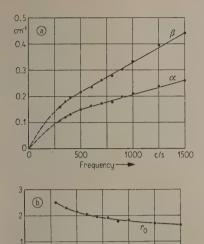


Fig. 1. (a) Real and imaginary components of the propagation constant $\gamma = \alpha + j \beta$, versus frequency.

Frequencu

(b) Real and imaginary components of the relative characteristic impedance $z_0 = r_0 + \mathrm{j} \; x_0$, versus frequency.

1000

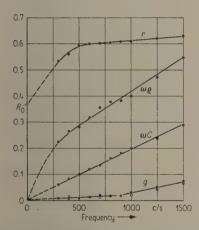


Fig. 2. Primary parameters r, ω ρ, g, ω C, versus frequency. For g the points (o) are calculated from direct measurements.

The flow resistance of a sample has been measured, and its value is $37 \, \mathrm{g \ cm^{-2} \ sec^{-1}}$, for a thickness of 2.4 cm; the relative specific flow resistance is $37/42 \cdot 2.4 = 0.365$ (point R_0 on Fig. 2).

Using these values of the parameters, the real and imaginary components of the impedance of a

layer of material of thickness d have been calculated with equation (1), for various values of the frequency as a function of d (Fig. 3), and for various values of d as a function of the frequency (Fig. 4). Actually the equation (1) is only valid for low frequencies and thin layers of material: the computation of the diagram has been extended beyond these limits.

For a direct determination, a series of measurements of acoustic impedance has been made in a standing wave tube, for various values of the thickness d of the same material. When the layer of the material becomes very thin, the absorption coefficient is very small, so that for a correct determination it is necessary to consider two causes of error: the closing rigid wall may have a finite acoustic impedance, and this can be controlled by measuring the absorption coefficient without the material; secondly when the impedance of very thin structures is measured with the method of the probe tube, it is necessary to make a correction to the position of the probe tube, to take into account the virtual lengthening of the tube (RAYLEIGH'S correction, [1] and [2]). Considering these factors, a series of measurements have been made on the ma-

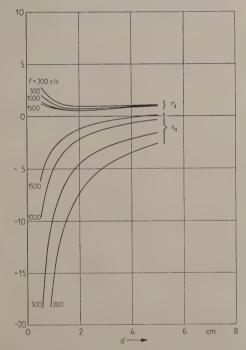


Fig. 3. Components of the relative acoustic impedance $z_{
m a}\!=\!r_{
m a}\!+\!{
m j}\;x_{
m a}$

of a layer of porous material adhering to a rigid wall, for various frequencies as a function of the thickness calculated from the data of Fig. 2.

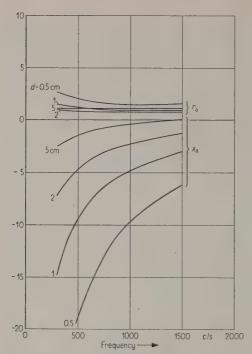


Fig. 4. Components of the relative acoustic impedance $z_a = r_a + j x_a$ of a layer of porous material adhering to a rigid wall, for various thicknesses as a function of the frequency, calculated from the data of Fig. 2.

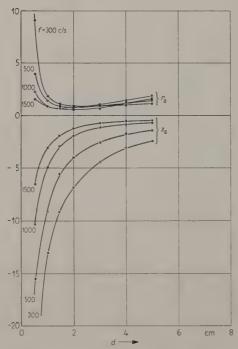


Fig. 5. Components of the relative acoustic impedance $z_a = r_a + j x_a$ of a layer of porous material adhering to a rigid wall, for various frequencies as a function of the thickness, directly measured.

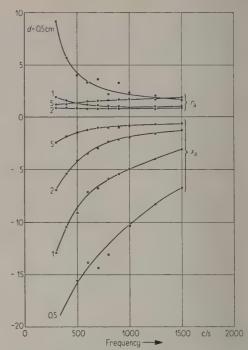


Fig. 6. Components of the relative acoustic impedance $z_a = r_a + j x_a$ of a layer of porous material adhering to a rigid wall, for various thicknesses, as a function of the frequency, directly measured.

terial in examination, which are reported in Figs. 5 and 6; these experimental diagrams are analogous to those of Figs. 3 and 4.

3. Discussion and conclusion

The parameter g is essentially a function of the thermal conductivity of the material, as it has been first developed by Wüst [3] and Cremer [4], and then a further development of the question has been made by Kosten [5] and Richardson [6], where the values of g are reported as a nomogram.

With Wüst's computation it is possible to estimate the maximum value of g, which is given by

$$g = \frac{\omega(\chi - 1)}{2c} P,$$

where $\chi = 1.41$ is the Poisson's constant, c the velocity of sound and P the porosity. For a frequency of 800 c/s, P = 0.96, the computation gives g = 0.03.

The equation (1) suggests a method more direct for the determination of the parameter g. Putting $z_a = r_a + j x_a$, supposing $g^2 \ll \omega^2 C^2$ and $\omega \varrho$ very small, we have from the equation (1) the approximate relation

$$\frac{r_a}{d} = g \, x_a^2 + \frac{r}{3} \,. \tag{2}$$

Taking in consideration the experimental measurements of r_a and x_a for various thicknesses d, it is possible to write the equation (2) for various values of d, and solve the system to find the value of the parameter g.

The computation has been made for the thicknesses d=1, 2, 3, 4 and 5 cm and the values of g obtained are plotted on the diagram of Fig. 2.

When only the knowledge of g is needed, this method is more rapid and exact than the method normally employed.

(Received January 25th, 1960.)

References

- [1] RAYLEIGH, Lord, Theory of Sound, vol. II, cap. XVI, Mac Millan, London 1926.
- [2] VALABREGA, P., Correzione di bocca di un tubo aperto, "Alta Frequenza" (to be printed).
- [3] Wüsr, H., "Hochfrequenztechnik und Elektro-akustik", 44 [1934], 73.
- [4] CREMER, L., E.N.T. 12 [1935], 333.
- [5] ZWICKER, E. and KOSTEN, C. W., Sound absorbing materials, Elsevier, Amsterdam 1949.
- [6] RICHARDSON, E. G., Technical aspect of sound, vol. I, cap. IV, Elsevier, Amsterdam 1953.

PHASISCHE UND TONISCHE ANTWORTEN VOM TYMPANALORGAN VON TETTIGONIA VIRIDISSIMA

von H. Autrum *

Zoologisches Institut der Universität München

Zusammenfassung

Die Reaktionen des Tympanalorgans der Heuschrecke Tettigonia viridissima werden

durch Abgriff der Aktionspotentiale am Tympanalnerven untersucht.

Die Reaktionen sind im Bereich von 1 bis 100 kHz unabhängig von der Frequenz des

Schalles. Die Organe sind zur Klanganalyse nicht fähig.

Die Tympanalorgane antworten erstens auf transitorische Schallvorgänge genügender Steilheit (Ein- und, unter nicht näher geklärten Umständen, zuweilen auch Ausschwingvorgänge; Modulation) mit einer phasischen Antwort; zweitens auf konstante Töne mit tonischen Antworten. Phasische und tonische Reaktion sind ihrer Natur nach verschieden: Sie unterscheiden sich durch ihre Latenzzeit und durch die Nutzzeiten.

Die Latenzzeit der phasischen Antwort beträgt etwa 1 ms, die der tonischen Antwort rund 3,5 bis 4 ms. Die phasische Antwort erfolgt bereits auf eine Einzelschwingung eines Tones von 20 oder 40 kHz; die Nutzzeit der tonischen Antwort beträgt mindestens 1,25 ms (bei 20 kHz also mindestens 25 bis 30 Perioden).

Die absolute Refraktärperiode der phasischen Antwort beträgt 2 ms, die relative etwa 12 ms. Die tonische Antwort fällt in die Refraktärperiode der phasischen.

Zwischen beiden Reaktionen bestehen Interaktionen.

Ein konstanter Ton vermindert die phasische Reaktion (Verdeckungseffekt), bringt sie aber nicht zum Verschwinden.

Die maximale Modulationsfrequenz eines Tones liegt bei 350...400 Hz. Einzelklicke werden ebenfalls bis zu etwa 400 s⁻¹ beantwortet.

Sommaire

On a étudié les réactions du tympan de la sauterelle Tettigonia viridissima en enregistrant des potentiels d'action des nerfs du tympan. Dans le domaine de 1 à 100 kHz les réactions sont indépendantes de la fréquence du son. Les organes de l'ouïe ne se prêtent pas à l'analyse à résonance.

Les organes du tympan réagissent avec une réponse phasique aux bruits transitoires suffisamment raides (les limites supérieure et inférieure du degré de raideur dépendant de circonstances pas encore bien éclaircies: il peut y avoir des transitoires, des modulations). Ils réagissent aussi par des réponses dites toniques à des tons constants.

Les réactions «phasiques» et «toniques» sont de natures différentes. Elles se distinguent

par leurs temps de latence et leurs temps d'utilité.

Le temps de latence des réponses phasiques atteint environ 1 ms tandis que celui des réponses toniques atteint de 3,5 à 4 ms. La réponse phasique arrive déjà après une oscillation d'un son de 20 ou de 40 kHz; le temps d'utilité de la réponse tonique atteint au moins 1,25 ms (pour 20 kHz au moins 25 à 30 périodes).

La période réfractaire absolue de la réponse phasique atteint 2 ms et la relative environ 12 ms. La réponse tonique tombe dans les limites de la période réfractaire de la réponse

phasique.

^{*} Mit Unterstützung durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft.

Entre les deux réactions existent des interactions.

Un ton constant diminue la réaction phasique (effet de recouvrement) mais ne la fait pas disparaître.

La fréquence maxima de modulation d'un ton est de 350 à 400 Hz. Des «clics» indépendants peuvent recevoir une réponse au nombre de 400 par seconde.

Summary

The reactions of the tympanal organs of the grasshopper, Tettigonia viridissima, have been investigated by recording action potentials from the tympanic nerves.

The reactions are independent of the frequency of sound in the range from 1 to 100 kc/s. The organs are not capable of analyzing frequencies.

The tympanal organs give phasic responses to transient components of sound of sufficient steepness (the upper and lower limits of steepness depending on incompletely understood circumstances, it could be transitory or modulations). They respond tonically to constant tones. Phasic and tonic responses are distinguished by their latencies and their activation times.

Latency of the phasic response is circa 1 ms; latency of the tonic response ca. 3.5 to 4 ms. The phasic response already appears after a single cycle of a tone of 20 or $40 \, \mathrm{kc/s}$; the activation time of the tonic response is at least $1.25 \, \mathrm{ms}$ (hence, at $20 \, \mathrm{kc/s}$, at least $25-30 \, \mathrm{cycles}$).

The absolute refractory period of the phasic response is 2 ms; the relative, about 12 ms. The tonic response appears in the refractory period of the phasic response.

There are interactions between the two responses.

A constant tone reduces the phasic response (masking effect), but does not cause it to disappear entirely.

The maximal modulation frequency of a tone is ca. 350 to $400 \, \text{c/s}$. Clicks also arouse single responses up to a frequency of about $400 \, \text{s}^{-1}$.

1. Einleitung

Im Gegensatz zu den mit dem Labyrinth verbundenen Gehörorganen der Wirbeltiere geben die Tympanalorgane der Insekten keine Informationen über die Frequenz des Schallreizes. Weder im Verhaltensversuch (Busnel [6], [7]) noch im elektrophysiologischen Experiment (Pumphrey und Raw-DON-SMITH [18], ROEDER und TREAT [20]) konnte eine frequenzspezifische Reaktion beobachtet werden 1). Pumphrey und Rawdon-Smith [18] nahmen daher an, daß für die Tympanalorgane der Locustiden und Acridier die Veränderung der Intensität (Amplitude) der adäquate Reiz sei. Daß Tympanalorgane auf Amplitudenmodulation reagieren, konnte gezeigt werden (Pumphrey und Rawdon-SMITH [18]). Auf Grund von Verhaltensbeobachtungen sprach Busnel [6], [7] die Hypothese aus, daß es vor allem die transitorischen Ein- und Ausschwingvorgänge seien, die den adäquaten Reiz für Tympanalorgane darstellen. Demnach sollte eine möglichst rasche und steile Anderung der Amplitude beziehungsweise Intensität die Reizgröße sein, die für die Auslösung von Nervenimpulsen von Bedeutung ist. Andererseits war in den Arbeiten von WEVER und Bray [21], AUTRUM [2], PUMPHREY [17] und HASKELL [11], [12] gezeigt worden, daß konstanter, nicht modulierter Schall vor allem hoher Frequenz bis weit ins Ultraschallgebiet hinein Antworten in den Tympanalnerven hervorruft. Mit konstantem, nicht moduliertem Schall wurden in den genannten Arbeiten die Hörschwellenkurven von Locustiden und Tettigoniiden und auch die Richtungscharakteristiken der Tympanalorgane bestimmt. Demnach ist wahrscheinlich, daß sowohl transitorische Eigenschaften des Reizes als auch konstante Reize spezifische Reaktionen im Tympanalorgan auslösen.

Die nervösen Impulse von Tympanalorganen auf konstanten und auf modulierten Schall wurden mehrfach untersucht. Jedoch wurden die beiden Größen, die transitorischen Prozesse und die Wirkung konstanten Schalles nicht isoliert. Im folgenden werden Versuche beschrieben, in denen transitorische und konstante Eigenschaften des Schalles in ihrer Wirkung auf Tympanalorgane untersucht werden.

2. Material und Methoden

Als Versuchstiere dienten Imagines von Tettigonia viridissima, die in den Monaten September und Oktober im Freien gefangen wurden. Die Vorderbeine mit den subgenual gelegenen Tympanalorganen wurden abgetrennt und in das Femur eine Stahlnadel als differente Elektrode eingeführt. Die am gesamten Tympanalnerven auftretenden Impulse wurden einem Wechselspannungsverstärker zugeführt. Als indifferente Elektrode diente eine Silberplatte, auf der die Tarsen ruhten. Ein mit NaCl-Lösung angefeuchteter Wattebausch wurde über die Tarsen gebreitet, so daß ein guter Kontakt mit der Silberplatte hergestellt wurde. Das Präparat wurde erschütterungsfrei aufgestellt, indem Tennisbälle eine dicke Holzplatte trugen; auf der Holz-

¹ Katsuki und Suca [14] glauben, auf eine Frequenzunterscheidung bei der Tettigoniide Gampsocleis schließen zu können. Auch Horrings [13] glaubt Beweise für eine Tonunterscheidung bei Orthopteren mit tibialen Tympanalorganen gefunden zu haben (s. S. 348).

platte ruhte eine schwere 6 cm dicke, 30 cm × 30 cm große Steinplatte und auf ihr eine 2 cm dicke Schaumgummilage. Auf ihr stand das Stativ mit den Elektroden. In Quecksilberwannen, die am Stativ befestigt und mit den Elektroden verbunden waren, tauchten die Zuleitungen zum Verstärker, so daß auch über diese keine Erschütterungen an das Präparat gelangen konnten. Eine so weitgehende Isolierung gegen Bodenerschütterungen ist notwendig, weil neben den Tympanalorganen die gegen Vibrationen äußerst empfindlichen Subgenualorgane liegen (Autrum [2]).

Als Schallquelle diente ein Summer (Wandel & Goltermann) mit einem geeichten Frequenzbereich von 10 Hz bis 100 kHz. Als Lautsprecher wurde entweder ein thermoelektrischer Jonophon-Schallsender (Klein [15]) oder ein Kondensatorlautsprecher der Firma Grundig verwendet. Beide Lautsprecher gaben den Frequenzbereich von 1 bis 60 kHz (das Jonophon bis 100 kHz) mit hoher Intensität und ohne meßbaren Klirrfaktor wieder. Infolge seiner einfachen Konstruktion bewährte sich der Kondensatorlautsprecher weit besser als das sehr launische Jonophon.

Die Form der Schallreize wurde mit einem Kondensatormikrophon nach Kuhl, Schodder und Schröder [16] und einem angeschlossenen Mikrovoltmeter (Rhode & Schwarz UVM) sowie Kathodenstrahloszillographen kontrolliert. Das Mikrophon hatte einen Frequenzbereich von 1 bis 100 kHz von ausreichender Linearität.

In einigen Versuchen wurden als Schallreize die scharf einsetzenden, stark gedämpften Tonpulse verwendet, die von der Glimmlampe eines Stroboskopes der Fa. Philips (PR 9103) erzeugt wurden. Die Pulsfrequenz war zwischen 15 und 240 Hz variierbar.

Sehr kurze Schallreize wurden auf 2 Arten erzeugt: entweder durch Rechteckimpulse, die unmittelbar auf das Jonophon oder (besser) auf den Kondensatorlautsprecher gegeben wurden, oder durch Modulation von Ultraschall, Als Rechteckgenerator diente das Gerät GM 2314 von Philips (siehe Bild 1). Der Ultraschall wurde mit dem von Burkhardt und Autrum [4] beschriebenen Gerät moduliert. Die Apparatur gestattete es, aus einer Ultraschallfolge eine beliebige Zahl von Perioden herauszuschneiden. Die kleinste Periodenzahl war eins (eine Schwingung von zum Beispiel 20 kHz); nach Belieben konnten 2, 3 oder mehr Schwingungen auf den Lautsprecher gegeben und als Schallschwingungen abgestrahlt werden (siehe Bild 3). Die Pulsfrequenz dieser einzelnen Schwingung oder Schwingungsfolgen konnte zwischen 16 s-1 und 1000 s-1 gewählt werden. Das Gerät gestattete außerdem, die Modulationssteilheit des Schalleinsatzes beliebig zu variieren (siehe Bild 12). In allen Fällen wurde die Form des Luftschalles mit dem Kondensatormikrophon kontrol-

Die Versuche wurden zum Teil in einem schalltoten Raum ausgeführt, dessen Wände, Decke und Boden aus Glaswollekeilen bestanden (gebaut von der Firma Genest; obere Grenzfrequenz, die noch reflektiert wurde, 70 Hz).

3. Ergebnisse

3.1. Einzelreize mit transitorischen Phasen.

Reize von sehr kurzer Dauer wurden in verschiedener Form erzeugt.

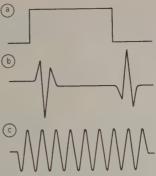


Bild 1. a Rechteckimpuls aus einem Röhrengenerator, gegeben auf Kondensatorlautsprecher.

- b Form des akustischen Klicks mit einem Ultraschallmikrophon aufgenommen,
- c Ultraschallschwingung 20,5 kHz.

i. Die ansteigende bzw. abfallende Flanke eines Rechteckstoßes, erzeugt von einem Rechteckgenerator, wird auf einen Kondensator-Lautsprecher gegeben. Die mit dem Ultraschallkondensatormikrophon aufgenommene akustische Schwingung zeigt Bild I b; sie ist bei ansteigender Flanke des Rechteckstoßes spiegelbildlich zu der Schwingung, die durch die abfallende Flanke erzeugt wird. Zum Vergleich ist in Bild 1 c eine Schwingung von 20,5 kHz wiedergegeben. Die Antwort des Tympanalorgans auf diese Klicke zeigt Bild 2. Mit einer Latenz von etwa 2,2 ms 2 tritt ein Nervenimpuls von maximal 2 ms (in Bild 2, 1,6 ms) Dauer auf, der aus einer großen Zahl synchronisierter Einzelfaserimpulse (Spikes) besteht. Die Antwort dauert nur kurz, Nachentladungen fehlen in der Regel. Für die Antwort des Tympanalorgans ist es gleichgültig, welche Richtung der Klick hat (Bild 2).

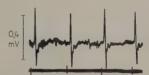


Bild 2. Tettigonia viridissima. Antwort des Tympanalnerven auf Klicke der Form wie in Bild 1 b. Abstand der Klicke jeweils 25 ms.

ii. Eine sehr ähnliche Form eines sehr kurzen Reizes wurde durch Herausschneiden einer oder weniger Schwingungen von $20\,\mathrm{kHz}$ gewonnen. Wird auf den Eingang des auf dieser Seite genannten Modulators eine Frequenz von $20\,\mathrm{kHz}$ gegeben, so kann durch einen Rechteckimpuls von $60\,\mu\mathrm{s}$ Dauer gerade eine Schwingung herausgeschnitten werden (siehe Bild $3\,\mathrm{a}$). Durch entsprechende Modulation (Ver-

² Der Abstand zwischen Kondensatormikrophon und Präparat betrug etwa 20 mm. Die Laufzeit des Schalles kann also vernachlässigt werden.



Bild 3. Mit dem Kondensatormikrophön aufgenommene Ultraschallimpulse verschiedener Dauer, aus einer Frequenz von 20 kHz herausgeblendet.

- a 1 Schwingung des Tonimpulses,
- b 2 Schwingungen des Tonimpulses,
- c 4,5 Schwingungen des Tonimpulses,
- d 7,5 Schwingungen des Tonimpulses.

längerung des Rechteckimpulses am Eingang) können beliebig längere Wellenfolgen erzeugt werden (Fig. 3 b, c, d). Die Antwort des Tympanalorgans auf diese Reize zeigt Bild 4. Die Form, Größe und Latenzzeit sind in den Testbildern 4 a bis 4 c gleich; das heißt, das Tympanalorgan reagiert auf eine, zwei, bis zu etwa 20 Perioden in völlig gleicher Weise; nach Ablauf der ersten Periode ist die Reaktion eindeutig bestimmt. Die folgenden Perioden der Schwingung tragen nichts mehr bei. Erst bei noch längerer Dauer (Bild 4 d; 2 ms, 40 Perioden) folgt dem ersten Impuls ein zweiter; er ist etwas kleiner, seine Latenzzeit gegenüber dem Anfang des Tonimpulses beträgt 4,1 ms, gegenüber dem Ende

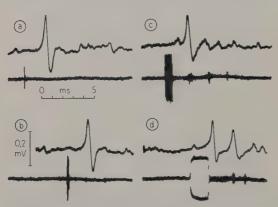


Bild 4. Tettigonia viridissima. Antwort des Tympanalnerven auf Reize von 20 kHz und variabler Periodenzahl (siehe Bild 3). a Eine Periode (0,052 ms); b 4,5 Perioden (0,225 ms); c 14,5 Perioden (0,72 ms); d 40 Perioden (2 ms). Die kleineren Wellen in c und d beruhen auf reflektiertem Schall (dieser reflektierte Schall ist in der Mikrophonspur deutlich zu erkennen); sie sind also Kunstprodukte. Obere Spur: Tympanalnerv; untere Spur Kondensatormikrophon.

des Tonimpulses 2 ms, seine Dauer etwa 2 ms; er ist also etwas breiter als der erste Impuls.

Wird der Reiz und damit seine Periodenzahl über 2 ms (40 Perioden) hinaus verlängert, so nimmt die Größe des 2. Impulses wiederum ab (siehe Bild 5). Bild 5 zeigt, daß dieser 2. Impuls bei einer

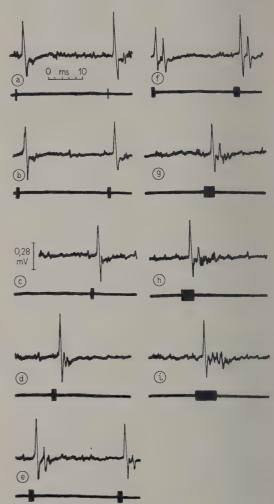


Bild 5. Tettigonia viridissima. Reizung mit Rechteckimpulsen verschiedener Dauer. Tonfrequenz 20 kHz. Impulsdauer:

		· will be and or the o					
a	0,5	ms,	b	0,75	ms,	С	1,0 ms.
d	1,25	ms,	е	1,5	ms,	f	2,0 ms,
g	3,0	ms,	h	4,0	ms,	i	6,0 ms.

Tondauer von 1,25 ms (25 Perioden) gerade nachweisbar wird. Bei 3 und 4 ms Tondauer (60 beziehungsweise 80 Perioden) ist er wiederum kleiner geworden; es folgen ihm eine Reihe unregelmäßiger und wegen der großen Schwankungen in ihrer Zahl und Größe nicht weiter analysierbarer kleinerer Entladungen, die schließlich bei 60 ms Impulsdauer und bei längerem konstantem Schall allein übrig

bleiben. Am Ende des Tones folgt keine besonders hervortretende Antwort. Dieser zweite Antwortimpuls des Tympanalnerven geht auf den andauernden Ultraschall, also auf die der ersten folgenden Schallperioden zurück; denn bei Reizung mit Einzelklicken (siehe S. 344) im Abstand von 2 ms Dauer ist sie nicht vorhanden (siehe Bild 10). Vielmehr läßt sich nachweisen, daß die absolute Refraktärzeit des ersten Impulses des Tympanalnerven etwas länger als 2 ms dauert (siehe S. 344). Die Latenzzeit des ersten Impulses bleibt innerhalb der Fehlergrenzen konstant zwischen 1,8 und 2,0 ms. Sie beträgt lediglich bei dem letzten Reiz (6 ms Impulsdauer) 2,3 ms. Die Latenzzeit des 2. Impulses hängt vom Beginn, nicht jedoch vom Ende des Schallreizes ab. Bezogen auf den Beginn beträgt sie zwischen 4,0 und 4,4 ms; bezogen auf das Ende des Schallreizes nimmt sie von 2,8 ms bei kurzen Reizen (von 1,5 ms Dauer) auf 0.4 ms (bei Reizen von 4.0 ms) Dauer ab. Bei Reizen von 6 ms Dauer kommt die zweite Welle, wenn sie überhaupt vorhanden ist, vor dem Ende des Reizes. Das zeigt eindeutig, daß die zweite Welle keine Antwort auf das Aufhören des Schallreizes, also kein Aus-Effekt ist (Tab. I).

Tabelle I.

Impulsdauer	Latenzzeit des 1. Antwort- impulses		es 2. Antwort- ezogen auf Reizende
ms	· ms	ms	ms
1,5 2,0 3,0 4,0 6,0	1,8 2,0 1,9 2,0 2,4	4,3 4,3 4,4 4,4 5,3	2,8 2,3 1,4 0,4 -0,7

20-kHz-Töne von längerer Dauer als 6 ms erzeugen beim Aufhören im allgemeinen keine Spikeähnliche Antwort. Jedoch wurden einzelne Präparate beobachtet, bei denen auch bei längeren Tönen (zum Beispiel 25 ms) synchronisierte Impulse am Ende der Periodenfolge auftraten. Es konnte nicht geklärt werden, worauf das Auftreten bzw. das Fehlen einer hohen synchronisierten Antwort am Ende einer längeren Impulsserie zurückgeht. Da bei den Versuchen, bei denen am Ende einer 25 ms andauernden Periode (20 kHz) ein hoher Impuls auftrat, nicht im schalltoten Raum gearbeitet wurde, kann es sich vielleicht um reflektierte Wellen handeln. Sehr wahrscheinlich ist diese Vermutung jedoch nicht. Der bei kurzen Klicken von 1,5...4 ms auftretende zweite Nervenimpuls (Bild 4 und Bild 5) kann nicht auf reflektierten Schall zurückgeführt werden; denn dann müßte er auch bei kurzen Reizen von einer oder wenigen Perioden vorhanden sein. Das wurde jedoch niemals beobachtet.

In einigen Versuchen wurden als kurze Schallimpulse die knackenden Geräusche eines Lichtblitzstroboskopes (Philips PR 9103) benutzt. Sie bestanden aus einer hohen Anfangswelle, die stark gedämpft hochfrequent abklingt. Die Antworten gleichen denen, die in den Bildern 3, 4 und 5 beschrieben wurden.

Bei hohen Intensitäten wurden auch nach kurzen Klicken eine oder zwei "Nachentladungen" beobachtet, die mit Latenzen von 5 und 7 ms auftraten (siehe Bild 6). Ob es sich um Nachentladungen oder um Antworten von Fasern mit größerer Latenz handelt, muß offen bleiben. Es kann auch nichts darüber gesagt werden, ob diese Nachwellen mit dem eben erwähnten zweiten Impuls zusammenhängen.

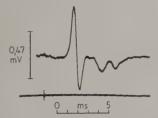


Bild 6. Tettigonia viridissima. Klickreiz wie in Bild 1 b (rechts).

3.2. Konstante Töne ohne transitorische Phasen.

Auf einen Ton konstanter Amplitude und genügend hoher Frequenz (über 1000 Hz; AUTRUM [2]) antwortet der Tympanalnerv mit unregelmäßigen Entladungen; ihre Amplitude ist - relativ zu der Größe der synchronen Anfangsentladung - gering (siehe Bild 5), etwa 1/5 bis 1/3 der Amplitude der Initialspikes; in Bild 5 i hat der Initialspike eine Spannung von 0,52 mV, die folgenden unregelmäßigen Schwankungen liegen zwischen 0,1 und 0,2 mV. Man kann also eine große, aus zahlreichen Einzelspikes synchronisierte, phasische, von einer andauernden tonischen Reaktion unterscheiden. Tonbeginn (und vielleicht unter bestimmten, nicht näher analysierten Bedingungen auch das Ende eines Tones) erzeugen also eine Reaktion im Tympanalorgan; aber auch ein konstanter Ton genügend hoher Frequenz ruft eine konstant anhaltende, wenn auch kleinere Antwort hervor. Soweit aus der Literatur zu ersehen ist, wurden die Schwellen bislang nur für Dauertöne, also für die hier tonisch genannten Erregungen bestimmt.

Weder phasische noch tonische Reaktion des Tympanalnerven zeigen irgendwelche frequenzspezifischen Merkmale. Man kann die gleiche Form der Initialreaktion mit Tönen zwischen 10 und 100 kHz erzeugen; sofern die Amplituden der Reize übereinstimmen, stimmen auch die Größe und Form der Initialreaktion auf den Tonbeginn überein.

3.3. Die maximale Modulationsfrequenz

Die Tympanalorgane reagieren nicht auf die Frequenz eines Tones; reizwirksam ist jedoch eine Amplitudenmodulation. Mit der auf S. 341 genannten Apparatur wurde die Frequenz von 20 kHz (bei anderen Frequenzen zwischen 10 und 80 kHz sind die Effekte die gleichen) mit verschiedener Steilheit und variabler Modulationsfrequenz moduliert. Außerdem wurden rotierende Sektorenscheiben vor dem Ultraschallsender (Jonophon) zur Modulation benutzt.

3.3.1. Rechteckmodulation von Ultraschall

Der Ultraschall von 20 kHz wurde so moduliert, daß auf einen Tonimpuls bestimmter Dauer eine gleich lange Pause folgte. Beginn und Ende des Tonimpulses entsprechen der reinen Rechteckmodulation (Bild 3 d). Bild 7 gibt die Antworten bei steigenden Modulationsfrequenzen zwischen 32 Tonimpulsen je Sekunde von je 15,6 ms Dauer (=312 Perioden) und 15,6 ms Pause, und 340 Tonimpulsen je Sekunde von je 1,47 ms Dauer (29 Perioden) und 1,47 ms Pause. Bis etwa zu dieser Frequenz folgt das Tympanalorgan der Schallmodulation. Daß bei 340 Hz Modulationsfrequenz noch eine synchrone

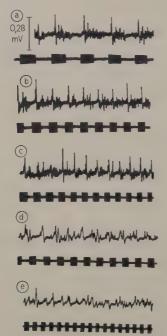


Bild 7. Tettigonia viridissima. Ultraschallimpulse variabler Dauer und variabler Wiederholungsrate. Ultraschallfrequenz 20 kHz. Impulsdauer = Impulsabstand. Impulsdauer: a 15,2 ms (32 Impulse/s), b 8,4 ms (60 Impulse/s), c 6,25 ms (80 Impulse/s), d 2,5 ms (200 Impulse/s), e 1,46 ms (340 Impulse/s).

Antwort vorhanden ist, läßt sich überzeugender als an den Oszillogrammen in Bild 7 e zeigen, wenn bei periodischer, mit der Modulationsfrequenz synchronisierter Ablenkung des Kathodenstrahles mehrere Impulsfolgen übereinandergeschrieben werden; die reizsynchrone Antwort wird dann deutlich sichtbar (siehe Bild 8).



Bild 8. Tettigonia viridissima. Klicke wie in Bild 1 b. Klickfrequenz 320 Hz. Stehendes Bild auf dem Oszillographen.

3.3.2. Reizung mit variabler Klickfrequenz

Es wurden die Rechteckimpulse eines Rechteckgenerators unmittelbar auf einen Kondensatorlautsprecher gegeben; ansteigende und abfallende Flanke erzeugten Klicke, wie sie in Bild 1 wiedergegeben sind. Diese Klicke haben zwar alternierend ihren Anfang und ihre größere Amplitude nach entgegengesetzten Richtungen; die Antwort (Bild 2) ist jedoch hiervon unabhängig (siehe Seite 341). Bild 8 zeigt die mehrfach übereinandergeschriebenen Antworten bei einer Reizfrequenz von 320 s⁻¹. Hier scheint die Grenze erreicht zu sein, bei der das Tympanalorgan der Klickfrequenz zu folgen vermag. Bis zu Reizfrequenzen von etwa 60 Klicken je Sekunde bleiben die Impulse vom Tympanalnerven gleich groß (Bild 9). Bei 80 Reizen nimmt die Amplitude um etwa 10% ab. Dann sinken die Amplituden der Spikes relativ rasch ab. Die relative Refraktärperiode der Antwort auf einen einzelnen, hinreichend starken (wahrscheinlich maximalen) Klickreiz dauert also rund 13 ms.

3.3.3. Refraktärperiode

Die Refraktärperiode gegenüber einem zweiten Reiz (Klick) beginnt bei etwa 12 ms: der zweite Reiz ist deutlich verkleinert. Bei 3 ms Abstand ruft ein zweiter Reiz noch eine deutliche, wenn auch stark verringerte Antwort hervor. Bei 2 ms ist die absolute Refraktärphase erreicht, ein zweiter Reiz nach dieser Zeit ruft keine Antwort des Tympanalnerven mehr hervor. Das Gleiche gilt für 2 Reize im Abstand von 1 ms. Eine Reizsummation konnte bei diesem Abstand nicht beobachtet werden; die Antwort auf einen Doppelreiz von 1 ms Abstand ist von gleicher Größe wie auf einen Einzelreiz (siehe Bild 10). Auch aus der Bestimmung der Refraktärzeit gegenüber einem klickförmigen Einzelreiz folgt eine maximale Antwortfrequenz des Tympanalner-

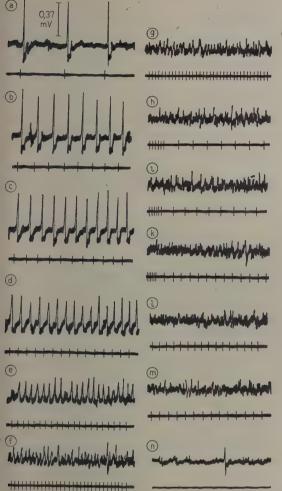


Bild 9. Tettigonia viridissima. Rechteckimpulse (wie in Bild 1 a) von 0,02 ms Dauer auf Jonophon. Impulsfrequenzen: a 20 Hz, b 60 Hz, c 80 Hz, d 100 Hz, e 150 Hz, f 220 Hz, g 250 Hz, h 300 Hz, i 350 Hz, k 500 Hz, l 600 Hz, m 1000 Hz, n Basislinie.

ven von 350 s⁻¹. Das stimmt mit der durch Modulation von Ultraschall bestimmten Antwortfrequenz überein (siehe Seite 344).

3.3.4. Maximale Klickfrequenz

Mit kurzen stark gedämpften Ultraschallstößen konnte gelegentlich noch bei 400 Schallpulsen/sec eine eindeutige, synchrone Antwort des Tympanalnerven nachgewiesen werden (siehe Bild 11).

3.4. Der Einfluß der Modulationssteilheit

Bild 12 gibt an zwei Beispielen den Einfluß der Steilheit der Modulation eines Tones von 20 kHz wieder. Bei schnell zu voller Amplitude ansteigen-

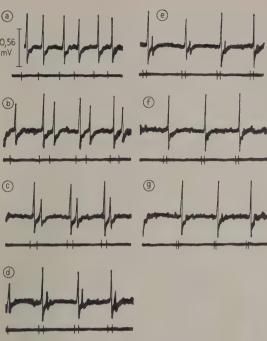


Bild 10. Tettigonia viridissima. Refraktarität der phasischen Antwort. Rechteck-Klicke wie in Bild 1. Abstand der gepaarten Klickreize. (=Rechteckdauer): a 14 ms, b 12 ms, c 6,2 ms, d 4 ms, e 3 ms, f 2 ms, g 1 ms.

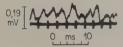


Bild 11. Tettigonia viridissima. Rechteck-Klicke wie in Bild 1. Rechteckdauer 0,2 ms. Klickfrequenz 400 Hz. Synchrone Antworten.

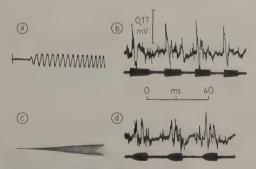


Bild 12. Tettigonia viridissima. Schnelle und langsame Modulation des Beginnes eines Tones von 20 kHz.

- a Tonbeginn mit Kondensatormikrophon,
- b Antwort des Tympanalnerven,
- c langsam ansteigender Ton von 20 kHz (mit wesentlich geringerer Schreibgeschwindigkeit als in a),
- d Antwort des Tympanalnerven. Zeitmarke für b und d: 40 ms.

der Schwingung ist die erste Antwort des Tympanalnerven größer als bei langsam ansteigender Amplitude. Zugleich nimmt die Latenzzeit zu. Wenn bereits die zweite Schwingung die volle Amplitude hat (Modulationszeit bis zum vollen Anstieg 0,05 ms), beträgt die Latenzzeit 1,1 ms; erreicht die Schallschwingung ihre maximale Amplitude erst nach 4 Perioden (=0,2 ms), so steigt die Latenzzeit bereits auf 3,5 ms; bei 10 Perioden Anstieg (=0,5 ms) beträgt die Latenzzeit 4,1 ms, bezogen auf den Beginn des Reizes, 3,6 ms bezogen auf das Ende der Modulation. Bei sehr flach ansteigenden Reizen (5 ms=100 Perioden bis zum Maximum) beträgt die Latenzzeit, bezogen auf den Reizbeginn, ebenfalls 4,3 ms.

Die Latenzzeiten ändern sich also nicht kontinuierlich mit der Modulationssteilheit, sondern sie gruppieren sich um die beiden Werte 1 beziehungsweise 4 ms. Vor allem die plötzliche Verlängerung der Latenzzeit von 1,1 auf 3,6 ms bei einer Änderung in der Modulationssteilheit von 0,05 auf 0,2 ms weist darauf hin, daß die beiden Antworten verschiedener Natur sind. Jedenfalls kann die Latenzzeitverlängerung nicht einfach auf die Verlängerung der Modulation zurückgeführt werden; die Latenzzeit steigt um 2,5 ms, die Modulationsdauer nur um 0,15 ms. Die gemessenen Latenzzeiten ähneln sehr denen, die auf Seite 343 für die Antwort auf den transitorischen Einsatz und für die Antwort auf konstanten Schall gefunden wurden.

3.5. Verdeckungseffekt

Werden einzelne Tonpulse von kontinuierlichem Ultraschall überlagert, so nimmt die Amplitude der Antworten auf die Einzelpulse ab (siehe Bild 13).

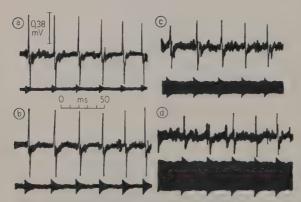


Bild 13. Tettigonia viridissima. Verdeckungseffekt der phasischen Antwort durch kontinuierlichen Ultraschall zunehmender Amplitude. Den Ultraschallstößen einer Stroboskopblitzlampe ist in b bis d ein kontinuierlicher Ultraschall zunehmender Amplitude von 40 kHz (Jonophon) überlagert. a nur die Ultraschallstöße des Stroboskopes, Pulsrate 30 Hz.

Die Einzeltonstöße wurden von einer Stroboskopentladungslampe (Philips PR 9103) erzeugt; sie bestehen aus einer stark gedämpften Schwingung hoher Frequenz. Der Ultraschall (40 kHz) wurde von einem Jonophon abgestrahlt. Schon das Vorhandensein eines kontinuierlichen Schalles von geringerer Amplitude als die erste Periode des Tonpulses verkleinert die Antwort auf den Tonpuls. Andererseits lassen sich selbst mit sehr großen Intensitäten kontinuierlichen Schalles die Antworten auf die Tonpulse nicht vollkommen unterdrücken. Sie bleiben, wenn auch wesentlich verkleinert, vorhanden. Das zeigt, daß die phasische Antwort durch tonische Reize zwar beeinflußt, aber nicht beseitigt werden kann.

4. Besprechung der Ergebnisse

Die Versuche zeigen, daß die Tympanalorgane von Tettigonia sowohl auf transitorische Vorgänge eines Schalles als auch auf konstanten, nicht modulierten Schall antworten. Es ist also keineswegs nur die Modulation wirksam, und es ist auch nicht zulässig, die Schallwelle nur als Trägerfrequenz für eine Modulation aufzufassen. Die elektrischen Antworten des Tympanalnerven auf eine (genügend steile) Modulation sind zu trennen von den Antworten auf nicht modulierten Schall. In den geschilderten Versuchen waren die Reaktionen auf eine Modulation (erste Periode einer Schallschwingung) stets sehr viel größer als die Reaktionen auf konstanten Schall gleicher Amplitude. Transitorische Schallvorgänge genügender Steilheit sind also - soweit es erlaubt ist, aus der Größe der Antwort des Tympanalnerven derartige Schlüsse zu ziehen - wirksamer als konstanter Schall.

Daß die Antworten auf transitorische und konstante Schallvorgänge verschiedener Natur sind, zeigen vor allem die Latenzzeiten: Reaktionen auf transitorische Schallvorgänge - man kann sie phasische Antworten nennen - haben eine kurze Latenzzeit von etwa 1 bis 2 ms; Reaktionen auf den konstanten Schall - wir nennen sie tonische Antworten - haben Latenzzeiten von etwa 4 ms. Setzt nun eine Schallschwingung plötzlich ein, so folgt zunächst die phasische Antwort; bei hinreichender Dauer des Tones folgt eine zweite, tonische Reaktion; wenn der konstante Schall länger dauert, so löst er eine andauernde Folge von weiteren (tonischen) Antworten im Tympanalnerven aus. Die Nutzzeit der phasischen Antwort ist außerordentlich kurz; es genügt bereits eine einzelne Periode eines Tones von 20 oder 40 kHz, um die phasische Antwort in maximaler Größe auszulösen; nach einer Reizdauer von längstens 0,05 ms ist die phasische Antwort also bereits vollkommen bestimmt. Die Nutzzeit der tonischen Antwort ist wesentlich länger und beträgt mindestens 1,2 ms. Ob sie von der Reizintensität abhängt, wurde nicht untersucht. Die Unterschiede in der Nutzzeit weisen ebenfalls darauf hin, daß phasische und tonische Antwort unterschieden werden dürfen und zwei verschiedene Vorgänge sind.

Daß die Latenzzeit der tonischen Antwort nicht auf einer Refraktarität beruht, bedingt durch die vorausgehende phasische Antwort, zeigen die auf Seite 342 geschilderten und in Bild 4 d wiedergegebenen Versuche: Einzelklicke variabler Frequenz (Seite 344, Bild 10) zeigen, daß die (relative) Refraktärperiode der phasischen Antwort etwa 12 ms beträgt. 2 ms nach einem Klickreiz ist das Tympanalorgan gegenüber einem zweiten Klickreiz absolut refraktär. Im Gegensatz dazu erzeugt ein Tonimpuls von 2 ms Dauer einen deutlichen ersten (phasischen) summierten Spike, dem ein an Größe nahezu gleicher zweiter nach einer Latenzzeit von 4 ms folgt. Da die phasische Antwort refraktär ist, muß der zweite (summierte) Spike einen anderen Ursprung haben. Aus dem gleichen Grund kann auch der zweite Spike nicht auf das Aufhören des Tonimpules zurückgeführt werden; denn die Modulation am Ende des Tonimpulses fällt noch in die absolute Refraktärzeit der phasischen Reaktion. Phasische und tonische Antworten gehen also auf verschiedene rezeptorische Elemente zurück.

ROEDER und TREAT [20] fanden bei Ableitung von den beiden einzigen Sinneszellenfasern des Tympanalorgans von Prodenia evidania Reaktionen sowohl auf Klicke als auch auf konstante Töne. Die beiden Sinneszellen unterscheiden sich bei Prodenia nur in ihrer Empfindlichkeit. Bei großer Klickintensität treten bei Prodenia nicht nur ein, sondern mehrere Impulse (Nachentladungen) in der Nervenfaser auf; eine solche Nachentladung wurde bei dem phasischen Rezeptor von Tettigonia nur bei sehr hohen Klickamplituden beobachtet. Sie sind stets viel kleiner als die erste Antwort (Bild 6). Es muß offen bleiben, ob es sich um echte Nachentladungen (in denselhen Fasern) oder um eine Erregung des tonischen Systems durch extrem hohe Intensitäten handelt. Die wahrscheinlichste Annahme ist, daß es sich um reflektierten Schall mit entsprechenden Laufzeiten gehandelt hat. Bei hohen Intensitäten kann diese Möglichkeit nicht ausgeschlossen werden. Bei auch nur wenig geringerer Amplitude der Klicke traten Nachentladungen nicht auf. Dagegen treten solche Nachentladungen bei Reizung mit Klicks mit aller Deutlichkeit in den Tympanalnerven von Locusta migratoria auf (unveröffentlichte Versuche). Hier haben sie oft die gleiche Amplitude wie der erste Summenimpuls. Es scheint, als ob die morphologisch viel komplizierteren tibialen Tympanalorgane von *Tettigonia* sich in dieser (und anderer) Hinsicht auch physiologisch von den einfacheren truncalen Organen der Lepidopteren und Locustiden unterscheiden.

Zwischen den beiden Antworten bestehen Wechselwirkungen (Interaktion). Das zeigen besonders deutlich die Erscheinungen der Verdeckung, Unter dem Einfluß eines hinreichend intensiven Dauertones werden die phasischen Reaktionen (Antworten auf einen dem Dauerton überlagerten Klick) kleiner (Seite 346, Bild 13). Sie verschwinden jedoch nicht ganz. Damit stimmt auf das Beste die Beobachtung von Busnel (persönliche Mitteilung) überein, daß ein "weißer Lärm" die Reaktionen von Heuschrekken auf künstliche, steil modulierte Töne oder natürlichen Gesang der Artgenossen nicht vollständig unterdrückt. Die biologische Bedeutung dieser Erscheinung ist evident: das Rauschen der Blätter oder - bei den in Küstennähe lebenden Formen der See überdeckt den Artgesang nicht.

Eine gegenseitige Beeinflussung rezeptorischer Strukturen ist in Form der lateralen Hemmung besonders klar und eindrucksvoll für die Ommatidien des Auges von Limulus nachgewiesen worden (HARTLINE und RATLIFF [10]; RATLIFF und HARTLINE [19]). Es liegt nahe, ähnliche Erscheinungen auch für Tympanalorgane anzunehmen.

Die maximale Modulationsfrequenz, das heißt die höchste Frequenz, bis zu der ein Dauerton in der Amplitude moduliert werden kann, liegt zwischen 300 und 400 Hz. In der gleichen Gegend liegt auch die Verschmelzungsfrequenz für Klickfolgen. Das ist zu erwarten, da Klickfolgen als Modulationen aufgefaßt werden können. Zugleich folgt daraus, daß die Modulation eine gewisse Steilheit haben muß, um vom Tympanalorgan beantwortet zu werden. Denn ein Dauerton von 400 Hz, bei dem sich die Schallgrößen sinusförmig und viel weniger steil ändern, als bei gleichfrequenten Klickfrequenzen, ergibt keine Reaktion im Tympanalnerven. Die Größe der phasischen Reaktion hängt also von der Steilheit der Modulation ab. Daß zu tiefe Töne (unter 1 kHz) keine Reaktion bewirken, hängt mit den physikalischen Eigenschaften und dem anatomischen Bau der Tympanalorgane zusammen: Die Tympanalorgane sind Druckgradientempfänger (Autrum [2]); bei tiefen Tönen ist der Druckgradient weniger steil als bei hohen.

Es liegt nahe, in dieser Richtung auch die Deutung der Versuche von Katsuki und Suga [14] an der Tettigoniide Gampsocleis zu suchen: Die Autoren finden bei Ableitung von einzelnen Ganglienzellen des Prothorakalganglions zwei Sorten von Ganglienzellen: Die einen sind vor allem für hohe Frequenzen, die anderen für tiefere empfindlich. Die Annahme, daß damit die Möglichkeit einer Frequenzunterscheidung gegeben sei, steht im Widerspruch zu allen Ergebnissen der Verhaltens-

versuche. Für die Erklärung der Versuche von Katsuki und Suga gibt es zwei Möglichkeiten:

- i. Es kann durchaus sein, daß die beiden Typen von Neuronen phasische bzw. tonische Einheiten darstellen, die einen also auf transitorische Schallvorgänge, die anderen auf konstanten Schall ansprechen.
- ii. Weder Katsuki und Suga [14] noch Horridge [13] haben das Subgenualorgan ausgeschaltet, von dem Autrum [2] nachgewiesen hat, daß es im Gegensatz zum Tympanalorgan auf tiefe Frequenzen, und zwar von Vibrationen anspricht. Diese Erklärung ist die wahrscheinlichste für die Ergebnisse der genannten Autoren.

Demnach wird ein Schall für *Tettigonia* nicht durch seine Frequenz bestimmt, sondern 1. durch die Steilheit der Modulation (Einschwingvorgänge, Amplitudenmodulation), 2. durch die Dauer des anschließenden Tones, unabhängig von dessen Frequenzspektrum und 3. durch die zeitliche Verteilung dieser Vorgänge, also die Rhythmik und Periodik der Gesänge. Es sind also genügend Variable vorhanden, um einen Schallvorgang (Artgesang) zu kennzeichnen.

(Eingegangen am 10. Mai 1960.)

Schrifttum

- [1] AUTRUM, H., Über Lautäußerungen und Schallwahrnehmungen bei Arthropoden II. Das Richtungshören von Locusta und Versuch einer Hörtheorie für Tympanalorgane vom Locustidentyp. Z. vergl. Physiol. 28 [1940], 326.
- [2] AUTRUM, H., Über Gehör und Erschütterungssinn bei Locustiden. Z. vergl. Physiol. 28 [1941], 580.
- [3] AUTRUM, H., Über kleinste Reize bei Sinnesorganen. Biol. Zentralbl. 63 [1943], 209.
- [4] BURKHARDT, D. und AUTRUM, H., Ein Impulssteuergerät zur Erzeugung von Doppelrhythmen für Reizversuche. Z. Biol. 110 [1958], 156.
- [5] Busnel, M. C. und Busnel, R. G., Sur une phonocinèse de certains Acridiens à des signaux acoustiques synthétiques. C. R. Acad. Sci., Paris 242 [1956], 292.
- [6] Busnel, R. G., Mise en évidence d'un caractère physique réactogène essentiel de signaux acoustiques synthétiques déclenchant les phonotropismes dans le règne animal. C. R. Acad. Sci., Paris 240 [1955], 1477.

- [7] Busnel, R. G., Étude de l'un des caractères physiques essentiels des signaux réactogènes artificiels sur les Orthoptères et d'autres groupes d'insectes. Insectes Sociaux 3 [1956], 11.
- [8] BUSNEL, R. G., BUSNEL, M. C. und DUMORTIER, B., Relations acoustiques interspécifiques chez les Ephippigères (Orthoptères, Tettigoniidae). Ann. Epiphyties 7 [1956], 451.
- [9] BUSNEL, R. G., LOHER, W. und PASQUINELLI, F., Recherches sur les signaux acoustiques synthétiques réactogènes pour divers Acrididae mâles. C. R. Soc. Biol., Paris 148 [1954], 1987.
- [10] HARTLINE, H. K. und RATLIFF, F., Spatial summation of inhibitory influences in the eye of *Limulus*, and the mutual interaction of receptor units. J. Gen. Physiol. 41 [1958], 1049.
- [11] HASKELL, P. T., Hearing in certain orthoptera L. I. J. exp. Biol. 33 [1956 a], 756.
- [12] HASKELL, P. T., Hearing in certain orthoptera. II. J. exp. Biol. 33 [1956 b], 767.
- [13] HORRIDGE, G. A., Pitch discrimination in Orthoptera (Insecta) demonstrated by responses of central auditory neurones. Nature, Lond. 185 [1960], 623.
- [14] Katsuki, Y. und Suga, N., Electrophysiological studies on hearing in common insects in Japan. Proc. Jap. Acad. 34 [1958], 633.
- [15] Klein, M. S., Jonophone ou haut-parleur ionique. Colloque sur l'acoustique des Orthoptères, Jouyen-Josas, ed. par R. G. Busnel (Ann. Epiphyties, Inst. nat. rech. agron. Paris) 1955, 46.
- [16] Kuhl, W., Schodder, G. R. und Schröder, F. K., Condenser transmitters and microphones with solid dielectric for airborne ultrasonics. Acustica 4 [1954], 519.
- [17] PUMPHREY, R. J., Hearing in insects. Biol. Rev. 15 [1940], 107.
- [18] Pumphrey, R. J. und Rawdon-Smith, A. F., "Frequency discrimination" in insects: a new theory. Nature, Lond. 143 [1939], 106.
- [19] RATLIFF, F. und HARTLINE, H. K., The responses of *Limulus* optic nerve fibers to patterns of illumination on the receptor mosaic. J. Gen. Physiol. 42 [1959], 1241.
- [20] ROEDER, K. D. und TREAT, A. E., Ultrasonic reception by the tympanic organ of noctuid moths. J. exp. Zool. 134 [1957], 127.
- [21] WEVER, E. G. und BRAY, CH. W., A new method for the study of hearing in insects. J. Cell. Comp. Physiol. 4 [1933], 79.

MESSUNGEN ZUR ENERGIEVERTEILUNG VON DEHN- UND BIEGEWELLEN AUF PLATTEN BEI STATISTISCHER ANREGUNG

von F. Keller *

III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen

Zusammenfassung

In Platten, deren Dicke klein gegen die Schallwellenlänge ist, und daraus zusammengesetzten Systemen kann Körperschallenergie in zwei Formen auftreten, als Dehn- und Biegewellenenergie. Ihr Auftreten und gegenseitiges Verhalten, abhängig von der Frequenz, wird experimentell mittels eines hochrichtungsselektiven Körperschallabnahmesystems untersucht. Bei einfachen Platten besteht, entgegen den Erwartungen auf Grund der elementaren Biegewellentheorie, eine deutliche Gesetzmäßigkeit für körperschallmäßige Transversalanregung und der ihr weitgehend entsprechenden Luftschallanregung: Bei tiefen Frequenzen, unterhalb des Auftretens der ersten zwei Dehnwellenresonanzen, überwiegt die Biegewellenenergie um 10 bis 30 dB gegenüber der Dehnwellenenergie, je nach Plattenmaterial, während bei hohen Frequenzen, oberhalb der ersten Dehnwellenresonanzen, letztlich jedoch die Dehnwellenenergie um etwa 10 dB vorherrscht. Bei körperschallmäßiger Longitudinalanregung hängt der Wert des sich ausbildenden Energieverhältnisses dagegen stark von den speziellen Materialeigenschaften ab. Aus mehreren Platten unterschiedlichen Querschnitts und verschiedener Geometrie zusammengesetzte und mit Querschnittssprüngen versehene komplizierte Systeme scheinen sich durch Überlagerung der an einfachen Platten beobachteten Erscheinungen erklären zu lassen.

Sommaire

En plaques d'épaisseur petite en comparaison de la longueur d'onde, et en systèmes formés d'assemblage de ces plaques, l'énergie sonore contenue dans la matière, peut apparaître sous deux formes: énergie des ondes de traction et énergie des ondes de flexion. Leur apparition et leur interaction, dépendantes toutes les deux de la fréquence, ont été étudiées par un microphone mis a même de recevoir des ondes sonores dans les solides avec une haute sélection de direction. Dans le cas de plaques simples, modèles simplifiés de murs, il apparaît une tendance systématique si l'on excite des ondes sonores transversales dans le solide. En cas de fréquences basses, au-dessous de l'apparition des premières résonances des ondes de traction, l'énergie des ondes de flexion surpasse celle des ondes de traction de 10 à 30 dB suivant la matière des plaques; en cas de fréquences hautes, au-dessus des premières résonances des ondes de traction, c'est enfin l'énergie des ondes de traction qui domine de 10 dB environ, résultat contraire à ce que laisse prévoir la théorie élémentaire des ondes de flexion. L'excitation longitudinale produit des ondes dans le solide dont la répartition de l'énergie dépend considérablement des résistances mecaniques de la plaque étudiée. En constituant des systèmes compliqués formés de nombreuses plaques de diverses sections, et présentant des discontinuités de section comme des murs de chambre ou des plafonds, on peut rendre compte des résultats observés en superposant les effects dus aux plaques de modèle simple.

Summary

In plates the thickness of which is small compared to the wave-length and in systems composed of such plates structure-borne sound energy is found in two wave types: extensional waves and flexural waves. With a high-directivity pick-up the occurence and mutual interaction of these wave types is examined as a function of frequency. For simple plates a relation is found for transverse excitation which is in contrast to what is expected from flexural wave theory. At frequencies below the first two extensional wave resonances flexural wave energy exceeds extensional wave energy by 10 to 30 dB, depending on the material. At higher frequencies this relation is however changing and the extensional wave energy eventually dominates by about 10 dB. In the case of longitudinal excitation the energy ratio depends very much on the properties of the material. The effects in complicated systems consisting of several plates with different cross-sections and dimensions might be explained as a superposition of the effects observed in simple plates.

^{*} Auszug aus einer an der Technischen Hochschule München eingereichten Dissertation gleichen Titels.

1. Einleitung

Verschiedene Schallwellenarten sind in ausgedehnten festen Körpern möglich; zwei von ihnen bleiben übrig unter der vereinfachenden Annahme, daß ein schalleitendes Medium in wenigstens einer Dimension kleine Abmessungen gegenüber der Wellenlänge habe: Dehn- und Biegewellen. Gebilde dieser Eigenschaft sind in der akustischen Sprechweise Platten, zu denen man Wohnungswände und -decken ebenso rechnen darf wie einfache, dünne Metallplatten, sofern sie nur eine genügend hohe Biegesteife besitzen. Unter gewissen Voraussetzungen kann man so das Verhalten der beiden Schwingungsarten an einfachen Plattenmodellen studieren, die daran gewonnenen Ergebnisse dann auf die komplizierter aufgebauten Wohnungswände übertragen und mit den dortigen Messungen vergleichen.

Westphal [1] hat den Schallenergietransport von Dehn- und Biegewellen an ausgeführten Gebäuden summarisch untersucht. Es fehlte jedoch bisher eine genauere Vorstellung darüber, welchen Anteil die eine oder andere Schallwellenart innerhalb der gesamten Schallenergie auf beispielsweise einer Wand einnimmt.

2. Meßverfahren

2.1. Grundlagen

Läuft in einer beliebigen Wand oder Platte eine Dehnwelle, so treten Tangentialbewegungen parallel zur Mittelebene der Wand auf, die an zwei bezüglich der Mittelebene gegenüberliegenden Plattenpunkten räumlich konphas schwingen (vergleiche CREMER [2]). Führen wir die kartesischen Koordinaten x in Plattenlängsrichtung, y in Plattenquerrichtung, z senkrecht zur Plattenebene ein, dann sind diese Tangentialbewegungen durch die vektorielle Summe der räumlich konphasen Amplituden ξ_+ und η_+ gekennzeichnet. Das Quadrat der zugehörigen Schnelle, multipliziert mit dem für den Meßpunkt gültigen mechanischen Widerstand in derselben Richtung, ist bei fortschreitenden Wellen direkt ein Maß für die vorhandene Dehnwellenenergie. Bedingt durch die Querkontraktion tritt gleichzeitig eine in ihrer Größe frequenzabhängige Störgröße ζ_{-} vertikal zur Mittelebene als im allgemeinen recht kleine Störung auf, die zwei gegenüberliegende Plattenpunkte räumlich antiphas schwingen läßt, ohne daß sich die Lage der Mittelebene ändert.

Eine Biegewelle ist durch räumlich konphase Schwingungen ζ_+ vertikal zur Mittelebene der Platte gekennzeichnet, wobei die Flächenelemente der Mittelebene in die jeweils maßgebende Schwingungsform einbezogen sind. Das Quadrat der zugehörigen Schnelle, multipliziert mit dem für den Meßpunkt

gültigen mechanischen Widerstand in derselben Richtung, ist bei fortschreitenden Wellen direkt und mit demselben Proportionalitätsfaktor wie bei Dehnwellen ein Maß für die vorhandene Biegewellenenergie. Gleichzeitig tritt auch hier als frequenzabhängige Störgröße eine Rotationsschwingung um einen Punkt der Mittelebene auf, die zwei gegenüberliegende Plattenpunkte räumlich antiphas und tangential zur Plattenfläche mit den Amplituden ξ_- und η_- schwingen läßt.

Diese Betrachtungen ändern sich nur wenig, wenn wir uns nicht nur auf fortschreitende Wellen beschränken, sondern auch deren Reflexionen an Querschnittsänderungen der Platten zulassen, also auch stehende Wellen, soweit wir nur für ein genügend "diffuses" Schallfeld auf der Platte sorgen. Das läßt sich bei Anregung mittels eines weißen oder farbigen Rauschens, zum Beispiel von Terzbandbreite, stets erreichen. Im Fall von Biegewellen tritt zusätzlich ein gewisser verbotener Meßbereich an den Plattenrändern auf, wo bei freier Schwingung die exponentiellen Nahfelder besonders groß sind.

Zur Trennung und Messung der beiden, im allgemeinen überlagerten Schallenergiearten dient ein spezielles Körperschallabnahmesystem hoher Richtungsselektivität. Auf gegenüberliegenden Plattenpunkten wird je ein richtungsselektiver Körperschallabnehmer in derselben Abnahmerichtung aufgesetzt. Unter Voraussetzung identischer elektromechanischer Übertragungsfaktoren besitzen die beiden elektrischen Ausgangsgrößen gleiche Größe und Phase, soweit sie sich auf eine räumlich konphase Schwingungsrichtung beziehen; gleiche Größe, aber entgegengesetzte Phase, wenn an diesem Punkt eine räumlich antiphase Schwingung auftritt. Führt man die beiden Spannungen in einer Überlagerungsschaltung zusammen, die beispielsweise mittels eines umpolbaren Übertragungseingangs addieren und subtrahieren kann, so zeigt die entstehende elektrische Endgröße im ersten Fall die räumlich konphase, im zweiten Fall die räumlich antiphase Schwingung in der jeweils betrachteten Koordinate an.

Dasselbe Abtastsystem findet Anwendung auch bei der Betragsmessung der den jeweiligen Koordinatenrichtungen zugeordneten mechanischen Impedanzen. Erzwingt man an einem Plattenpunkt eine Anregungskraft konstanten, frequenzunabhängigen Wertes in einer bestimmten Richtung, beispielsweise mittels eines mit konstantem Strom betriebenen dynamischen Senders vernachlässigbar kleinen mechanischen Eigenwiderstandes, so sind die entstehenden Schnellen in derselben Richtung umgekehrt proportional dem mechanischen Widerstandsbetrag. Es entsprechen auf der Platte dem für Dehnwellen gültigen mechanischen Widerstand die räumlich konphasen Schnellen in x-Richtung $[\xi_+]$ und in y-Richtung Schnellen in x-Richtung $[\xi_+]$ und in y-Richtung [x]

tung $[\eta_+]$, dem für Biegewellen diejenigen in z-Richtung $[\zeta_+]$.

Eine Eichung dieses Verfahrens läßt sich leicht an dem bekannten mechanischen Widerstand von Einzelmassen finden.

2.2. Die Körperschallabnehmer

Die mechanische Konstruktion der verwendeten dynamischen Abnehmer zeigt Bild 1. Bei dem tiefabgestimmten, schnelleproportionalen System, das nach dem Schüttelprinzip arbeitet, wurde eine ausgeprägte Richtcharakteristik in Form einer räumlichen Acht auf zweierlei Weise eingearbeitet: Mechanisch durch den symmetrisch-würfelförmigen

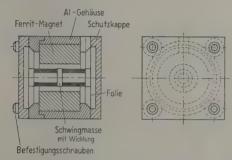


Bild 1. Konstruktion des richtungsselektiven Körperschallabnehmers. Abmessungen 16 mm × 16 mm × 16 mm; Gewicht 12 g.

die Schwingungsrichtung durch Schwingmasse in Richtung ihrer Achse kleinsten Massenträgheitsmomentes, durch die Führung der Schwingmasse an den Endflächen größtmöglichen Abstandes; elektrisch durch den Kraftlinienverlauf senkrecht zur Hauptempfangsrichtung, durch die symmetrische, aber gegensinnige Wicklungsauftei-Nahezu identische Übertragungsfaktoren konnten durch eine klare Trennung von Masse und Federung erreicht werden (siehe Bild 2): Die Masse liegt in der Schwingmasse, die Federung dagegen in den beiden äußeren, durch die führenden Folienflächen abgeschlossenen, flach-zylindrischen Lufträumen. Die an sich noch tiefer abgestimmte Aufhängung erhält so eine wünschenswerte Robustheit gegen Übersteuerung oder Beschädigung, in Verbin-

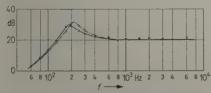


Bild 2. Mittels Reziprozitätseichung ermittelter Frequenzgang der richtungsselektiven Körperschallabnehmer. 0 dB = 1 mV s cm $^{-1}$.

dung mit einem auch in seiner zeitlichen Konstanz gesicherten Frequenzgang.

2.3. Grenzen der Meßgenauigkeit

Genauigkeitsgrenzen sind durch Erwägungen fünferlei Art gegeben:

2.3.1. Die mechanisch-elektrische Richtungsselektivität

Mit den Abnehmern soll eine Wandbewegung eindeutig und sicher in ihre drei aufeinander senkrecht stehenden Koordinatenkomponenten zerlegt werden, wobei auch Komponenten, die klein gegen die zwei anderen sind, reell angezeigt werden sollen. Hier bringt die Praxis, auch bei ideal ausgebildeter Selektivität, doch Grenzen darin, daß man die Empfänger unmöglich mathematisch genau winkelrecht aufzusetzen vermag. Schon eine Toleranz des Aufsetzwinkels von $\pm 0.5^{\circ}$ vermindert die Selektivität auf 40 dB. Man erkennt, daß in diesem Fall höher gezüchtete Richtungsselektivitäten keinen praktischen Wert mehr besitzen.

Die Messung der wahren Richtungsselektivität der Empfänger war schwierig und nur an in Resonanz befindlichen Systemen möglich, wo eine Schwingungsrichtung alle anderen um wenigstens 50 dB in ihrer Amplitude überbot. Bei hohen Frequenzen zwischen 5 und 16 kHz wurde als anregendes System ein hochabgestimmtes Seignettesalzpaket verwendet, dessen Resonanzfrequenz durch Aufsetzen verschiedener Massen erniedrigt werden konnte, bei tiefen dagegen ein zu einer Biegeresonanz erregter Stab (siehe Bild 3), an dem die Ortsabhängigkeit

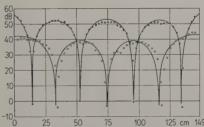


Bild 3. Messungen an einem zur dritten Biegeeigenresonanz [515 Hz] erregten, freischwingenden Eisenstab 149 cm × 8 cm × 4 cm. ● Transversalamplitude; ○ Rotationsamplitude. Ausgezogene Kurven: Theoretischer Verlauf.

der Amplituden ζ_+ und ξ_- gemessen wurde. An den Meßpunkten der Extrema lassen sich an der Differenz der beiden Pegel unmittelbar Richtungsselektivität bzw. Rotationsunempfindlichkeit ablesen. In allen gemessenen Fällen betrug die Selektivität mehr als 40 dB, maximal bis zu 60 dB auch bei den höchsten Frequenzen.

2.3.2. Die elektrische Gleichheit der Empfänger

Beide Empfänger seien mechanisch genau gleichstark und gleichphasig angeregt: werden dann die beiden elektrischen Ausgangsgrößen voneinander subtrahiert, so liegt am Ausgang der Gesamtschaltung nur dann ein Pegel kleiner als $-40~\mathrm{dB}$ bezüglich eines der von den Abnehmern gegebenen Pegeln, wenn sich letztere um weniger als $\pm\,0.1~\mathrm{dB}$ voneinander unterscheiden, oder wenn ihre gegenseitige Phasenlage um weniger als $\pm\,1^\circ$ voneinander abweicht. Beide Bedingungen lassen sich im genannten Maß erfüllen.

Bezüglich der Summenbildung ist beider Verhalten weniger kritisch. Man wird daher versuchen, aus diesem Grund die Subtraktion nur zum Zweck von laufenden Kontrollen auszunützen und die eigentlich gewünschten Meßwerte aus der Addition zu gewinnen.

2.3.3. Die Masse

Das Anbringen des Schallabnehmersystems, das notwendigerweise eine endliche Masse besitzt, an die zu untersuchende Wand oder Platte darf deren Schwingungsform nicht oder nur vernachlässigbar gering beeinflussen. Bild 4 zeigt eine Messung an einer mittels Terzrauschen angeregten Eisenplatte.

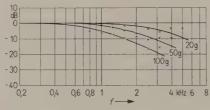


Bild 4. Beeinflussung der Amplitude einer freischwingenden Eisenplatte $144~\mathrm{cm} \times 101~\mathrm{cm} \times 0,2~\mathrm{cm}$ durch Aufsetzen von Zusatzmassen, bezogen auf die Amplitude der ungestörten Schwingung. Anregung mittels Terzrauschen.

Mittels einer kapazitiven Sonde wurden nach dem Aufsetzen von Zusatzmassen die Bewegungen senkrecht zur Plattenebene beobachtet, bezogen auf die Amplitude der ungestörten Schwingung. Diese Bewegungen sind fast ausschließlich von der räumlich konphasen Schwingung ζ_+ verursacht und infolge des geringen mechanischen Widerstandes in dieser Richtung gegen Zusatzbelastung besonders empfindlich. Der Einfluß der aufgesetzten Massen ist relativ gering, vergleicht man daneben die Materialstärke der Platte: Auf Grund der Anregungsart führt die Platte nämlich einerseits erzwungene Schwingungen aus, die sich nur wenig beeinflussen lassen; andererseits werden mehrere Plattenresonanzen gleichzeitig angeregt, deren jeweilige Resonanzfrequenz durch

die Zusatzmassen zwar geringfügig erniedrigt wird, jedoch ohne daß sich die Resonanzamplitude selbst merklich veränderte. Schon im tiefsten Terzmeßbereich, von 180 bis 225 Hz, standen bereits fünf Biegeresonanzen für eine solchermaßen sich erhaltende Unabhängigkeit der Plattenamplituden zur Verfügung. Die gezeichneten Kurven stellen eine annähernde Abschätzung des Masseneinflusses dar; ihr liegt die vereinfachende Annahme zugrunde, daß sich die Platte am Meßpunkt durch eine mit konstanter Kraft angeregte Masse, proportional einem Biegewellenlängenquadrat auf der Platte, ersetzen ließe. Die Unvollkommenheit dieser Annahme zeigt sich an der Streuung der Meßpunkte.

Denkt man sich statt der Zusatzmasse die beiden Empfänger aufgesetzt, so gelten etwa die Meßpunkte der 20 g-Zusatzmasse. Man kann hinzufügen, daß die symmetrische Belastung durch die beiden Empfänger zusammen günstiger sein wird als die gemessene einseitige Belastung durch die Zusatzmasse.

2.3.4. Die mechanische Kopplung

Hohe Anforderungen werden an die Zwischenschicht gestellt, mit deren Hilfe die Empfänger auf den zu untersuchenden Wandpunkt aufgeklebt werden. Nicht nur, daß diese Schicht eine homogene, starre Kopplung bis zu den höchsten Meßfrequenzen sein soll; nicht nur, daß die Kopplung nicht durch eventuell wesentlich höhere Schwingungsamplituden senkrecht zur Empfangsrichtung beeinflußt werden darf: Auch die Reproduzierbarkeit der Kopplungsschicht muß hervorragend sein, weil sich jede Differenz zwischen den beiden zusammenarbeitenden Empfängern unangenehm vor allem bei der Subtraktion deren Ausgangsspannungen bemerkbar macht, Erler [3] hat das Verhalten solcher Zwischenschichten eingehend untersucht. Bei den vorliegenden Messungen hat sich Eisenol-Spachtelfarbe der Firma Heimberg & Gresers, Krefeld, besonders bewährt.

2.3.5. Die Bestimmung der mechanischen Impedanzen

Grenzen einer genauen Messung ergeben sich hier nur dann, wenn man den mechanischen Eigenwiderstand des anregenden Systems im Vergleich zu demjenigen der Platten zu groß wählt, weil dann die von einem dynamischen System ausgeübte Kraft nicht mehr dem elektrischen Erregerstrom proportional ist. Das läßt sich aber bei der Größe der Plattenwiderstände leicht vermeiden. Jedoch gelten alle bisher besprochenen Genauigkeitsgrenzen hier sinngemäß.

Als Anregungsgröße wird ein Rauschen von Terzbandbreite gewählt; dadurch sind alle unnötigen Feinheiten des Widerstandsverlaufs vermieden, und

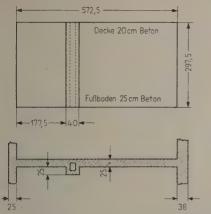


Bild 5. Abmessungen der untersuchten Hohlziegelwand.

man erhält einen mittleren Kurvenverlauf, abhängig von der Frequenz, der der gewünschten allgemeinen Bestimmung der Schallenergiearten angemessen ist.

3. Meßergebnisse

3.1. Mechanische Impedanzen

Die untersuchten Platten wurden mit einem dynamischen System vernachlässigbar kleinen mechanischen Eigenwiderstandes mittels Terzrauschen angeregt. Der das System erregende elektrische Strom war hierbei der anregenden Kraft proportional. Die am Anregungspunkt auf der Platte entstehende Schnelle wurde mit dem beschriebenen Körperschallabnahmesystem richtungsselektiv und übersprechfrei erfaßt. Die Anregungspunkte lagen notwendigerweise sämtlich an den Plattenrändern, um die mechanischen Impedanzen sowohl in Transversal- als auch Longitudinalrichtung messen zu können. Das Verhältnis von anregender Kraft zu entstehender Schnelle ist der jeweiligen mechanischen Impedanz proportional; die Eichung erfolgte an Punktmassen bekannten Widerstandes.

Die Bilder 6 bis 8 zeigen die an einigen untersuchten Platten gemessenen Impedanzwerte im CGS-System.

Bei der Eisenplatte (Bild 6) und der Hartfaserplatte (Bild 7) heben sich zwei Kurvengruppen durch ihren charakteristischen Verlauf deutlich voneinander ab; dabei ist die Streuung der an verschiedenen Plattenrandpunkten gemessenen Impedanzwerte auf Grund der statistischen Anregungsart je Gruppe so gering, daß für die spätere Berechnung der Schallenergien der Mittelwert als gute Näherung für den auf der Platte gerade gültigen mittleren Impedanzwert angesehen werden kann. Als Abszisse ist eine normierte Frequenz f_0 aufgetragen, die sich als das geometrische Mittel aus den Resonanzfrequenzen der ersten Plattenlängs- bzw. Plattenquer-

dehnresonanz errechnet. Durch diese Normierung haben die Meßwerte der Impedanzen, und auch alle übrigen an Modellen gemessenen Werte, den gezeigten charakteristischen Kurvenverlauf erhalten.

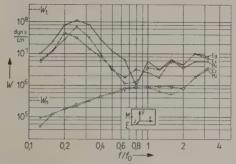


Bild 6. Mechanische Impedanzen auf freischwingender Eisenplatte 144 cm × 101 cm × 0,2 cm. Meßpunkt und Meßrichtung bei den Kurven vermerkt.

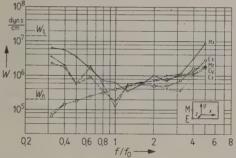


Bild 7. Mechanische Impedanzen auf freischwingender Hartfaserplatte 200 cm × 117 cm × 0,6 cm. Meßpunkt und Meßrichtung bei den Kurven vermerkt

Der Widerstand in longitudinaler Richtung (obere Kurvengruppe) erreicht naturgemäß in der Nähe der Normfrequenz f_0 sein Minimum. Oberhalb davon strebt er einem mittleren Wert zu, während er unterhalb stark ansteigen und den am linken Rand aufgetragenen Wert $W_{\rm t}$ asymptotisch erreichen sollte. Dieser Wert ist der Wellenwiderstand, der sich bei Longitudinalanregung einer unendlich ausgedehnten Platte einstellt, wo also keine Dehnresonanzen mehr auftreten:

$$W_t = d l V p \varrho$$
.

Darin sind

- d Plattendicke,
- l Anregungslänge,
- p Elastizitätsmodul der Platte und
- o Dichte der Platte.

Bei den tiefsten Frequenzen in Bild 6 nimmt die Impedanz jedoch wieder ab: Hier beginnt die freie Platte infolge ihrer endlichen Masse um einen infolge der statistischen Anregung nicht definierten Punkt der Plattenebene quasistatische Drehschwingungen auszuführen, besonders deutlich bei unsymmetrischer Anregung an einer Plattenecke.

Der Widerstand in transversaler Richtung (untere Kurvengruppen) strebt für hohe Frequenzen erwartungsgemäß einem konstanten Wert zu, näherungsweise dem reellen Eingangswiderstand einer unendlich ausgedehnten Platte in Transversalrichtung:

$$W_{\rm n} = 8 d^2 \sqrt{\frac{p \varrho}{12}}$$
.

Das erneute Ansteigen bei höchsten Frequenzen ist der Federungswirkung der das Anregungssystem ankoppelnden Klebwachsschicht zuzuschreiben. Derselbe Effekt tritt jedoch auch bei der Messung des Longitudinalwiderstandes auf, so daß sich bei der allein gewünschten Verhältnisbildung der Widerstände der Fehler etwa kompensiert.

Gemäß den Untersuchungen mit Zusatzmassen (Bild 4) werden bei hohen Frequenzen die transversalen Amplituden, entsprechend der gerade herrschenden mechanischen Impedanz der Platte, etwas vermindert. Das gleiche gilt jedoch auch für die Longitudinalamplituden. Bei der Verhältnisbildung der Amplituden wird demnach dieser Einfluß ebenfalls näherungsweise eliminiert.

Die Impedanzwerte der untersuchten Wand (siehe Bild 5 und 8) weisen, vergleicht man beide Kurvengruppen, ähnliche Beträge auf. Dies ist auf Grund der vorigen Messungen zu erwarten, da die Dehnresonanzen der Wand an der unteren Grenze des gezeigten Frequenzbereiches liegen. Zudem verwischt auch die Inhomogenität der Hohlziegel stärkere Unterschiede.

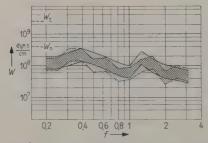


Bild 8. Mechanische Impedanzen auf inhomogener Hohlziegelwand nach Bild 5. Meßrichtung: ----in Transversalrichtung; ——— in Longitudinalrichtung.

3.2. Schnelle des Biegewellen- und des Dehnwellenanteils

Zur Messung der auf den untersuchten Platten auftretenden transversalen ebenso wie longitudinalen Schnellen diente die in der Übersicht, Bild 9, gezeigte Apparatur. In einem ersten Arbeitsgang wurde Terzrauschen ausgefiltert und mit frequenzabhängig einstellbarem Pegel auf ein Tonband in

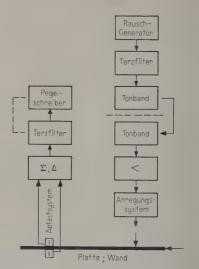


Bild 9. Apparatur zur Anregung, Abtastung und Messung der Plattenschwingungen.

gewünschter Zeitdauer überspielt. Durch diese Maßnahme wurden die Serienmessungen des zweiten Arbeitsganges automatisiert und vereinfacht. Hierbei wurde das gespeicherte Signal vom Tonband auf ein Anregungssystem übertragen, das wahlweise aus Körperschallsender oder Lautsprecher bestand (letzterer zur Luftschallanregung der Platten, bei den Modellen in einem schalltoten Raum). Die Plattenschwingungen wurden in beschriebener Weise abgetastet, überlagert und die elektrische Endgröße nach Filterung auf einem Pegelschreiber aufgezeichnet, der gleichzeitig mechanisch die Durchschaltung des Terzfilters besorgte.

In den Diagrammen der Bilder 10 bis 12 ist das logarithmische Maß des Schnellenverhältnisses, gebildet aus Transversal- zu Longitudinalschnellen jeweils räumlich konphaser Komponenten, über der Frequenz aufgetragen. Es zeigte sich, daß im Rahmen einer recht gut angenäherten Gaussschen Streuverteilung die beobachteten Schnellenverhältnisse sich zu jeweils zwei Kurvenbändern vereinen lassen, wovon das eine sich bei Transversalanregung der Platte, unabhängig von Anregungs- und Abtastort, einstellt, das andere bei Longitudinalanregung der Platte, ebenfalls unabhängig von Anregungs- und Abtastort. Die Breite der Kurvenbänder überdeckt, als Höhenlinie einer Gaussschen Glockenkurve, über die gemessenen Frequenzbänder gemittelt 80% aller gemessenen Werte.

Neben dem im Bereich der normierten Frequenz nahezu geradlinigen Absinken des Schnellenverhältnissenmaßes bei Transversalanregung fällt insbesondere auf, daß trotz bestmöglicher körperschallmäßiger Longitudinalanregung dennoch bei tiefen Frequenzen der Biegewellenanteil überwiegt (Bild 10).

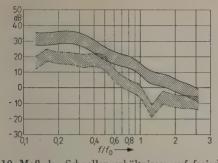
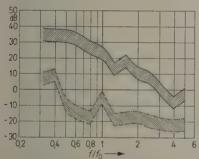


Bild 10. Maß des Schnellenverhältnisses auf freischwingender Eisenplatte 144 cm × 101 cm × 0,2 cm.

Körperschallanregung: transversal;

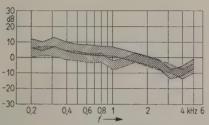
Bei der Eisenplatte ist dies auf den großen Unterschied der longitudinalen und transversalen mechanischen Impedanzen in diesem Bereich zurückzuführen: Bei der geringsten Unsymmetrie, die experimentell in einer unvermeidbaren kleinen Durchsenkung der Plattenebene bestehen mag, knickt die Platte sehr leicht in transversaler Richtung aus, und zwar mit der gleichen Schwingungsfrequenz infolge der "Vorpolarisation" der Durchsenkung. Schwingungsfrequenzen halber Anregungsfrequenz (entsprechend dem "son rauque" bei Lautsprechern) wurden nicht beobachtet.

Eine Bestätigung dieser Erklärung bietet das andersartige Verhalten der Hartfaserplatte (Bild 11): Hier unterscheiden sich die beiden Gruppen der mechanischen Widerstände mit Ausnahme der tiefsten Frequenzen nur unwesentlich, und es kann daher bei Longitudinalanregung eine eindeutige Longitudinalschwingung zustande kommen.



Bei der Wand dürfte dagegen die Hauptursache der überwiegenden Biegeschnelle, trotz Longitudinalanregung (Bild 12), in der Inhomogenität des Hohlziegelmaterials zu suchen sein, wo infolge der vielen Luftzwischenräume und -kanäle in der Wand selbst eine longitudinal eingeführte Energie sich sofort in Transversalschwingungen umsetzt.

Die der körperschallmäßigen Transversalanregung entsprechende Luftschallanregung bestätigt quantitativ recht genau die dargestellten Meßergebnisse. Abweichungen gegenüber der punktförmigen, transversalen Körperschallanregung erklären sich durch die auf die Plattenfläche insgesamt wirkende Luftschallanregung, deren Frequenzen im Fall der Plattenmodelle zudem unterhalb der Koinzidenzfrequenz liegen.

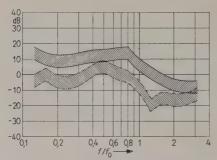


Modelle, die, etwa durch eine aufgekittete Stange, einen Querschnittssprung aufweisen, bieten gegenüber dem Gesagten nichts grundsätzlich Neues. Zusätzlich tritt unterhalb der Dehnresonanzen eine gewisse frequenzabhängige Sperrwirkung der aufgesetzten Masse für den Biegewellenanteil auf.

3.3. Energie des Biegewellen- und des Dehnwellenanteils

Der Übergang zu den Energiediagrammen (Bilder 13 bis 15) erfolgt derart, daß das Quadrat des Schnellenverhältnisses mit dem jeweils zugeordneten Verhältnis von Transversal- zu Longitudinalwiderstand (Mittelwerte in Bild 6 bis 8) multipliziert wird. Es ergibt sich so das Verhältnis von Transversal- zu Longitudinalschallenergie, dessen logarithmisches Maß in den Diagrammen dargestellt ist.

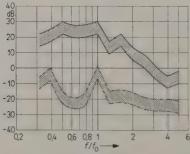
Ein eindeutiges Verhalten zeigt die Eisenplatte, wie man dies auf Grund ihrer geometrischen Einfachheit und der Homogenität des Materials auch erwarten möchte (Bild 13): Unterhalb des Auftretens der ersten Dehnresonanzen ein etwa frequenzunabhängiges Vorwiegen der Biegewellenenergie (transversale Körperschallanregung), oberhalb aber ein Ausgleich zwischen beiden Energiearten im Bereich der Normfrequenz f_0 , und schließlich ein Überwiegen der Dehnwellenenergie, trotz Anregung in lediglich transversaler Richtung. Man kann sich das so verständlich machen: Unterhalb der Dehnresonanzen ist die Platte schwingungstechnisch "weich" nur in der transversalen Richtung; allein diese läßt sich definiert anregen. Das Ausknicken bei versuchter reiner Longitudinalanregung zeigt dasselbe; aus den bei ihr auftretenden Schwingungs-



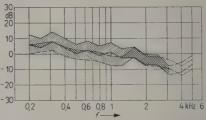
größen können wir bei tiefen Frequenzen sonst keine weiteren Schlüsse ziehen. Nach Auftreten der ersten Dehnresonanzen wird die Platte dann auch in Richtung ihrer Ebene schwingungsweich. Sobald hier eine Kopplung der Schallenergiearten vorliegt, wechselt die Transversalenergie wenigstens teilweise auch zur longitudinalen Schwingungsform unter Erhöhung ihrer Wellenlänge über.

Über eine solche Kopplung sagt die elementare Biegewellentheorie, die die bei Biegung auftretenden kleinen Schubspannungen und Querkräfte vernachlässigt, nichts weiter aus.

Dieser Übergang beim Auftreten der ersten Dehnresonanzen findet sich, mehr oder minder stetig, so doch eindeutig in seiner Tendenz, in ausnahmslos allen sonstigen Messungen wieder. Zusätzlich treten bei ungleicher Dämpfung beider Wellenarten Einbrüche bei der Transversalanregung auf (Hartfaserplatte, siehe Bild 14), während sich bei Longitudinalanregung, die sich infolge der Ähnlichkeit der mechanischen Widerstände bei der Hartfaserplatte gut durchführen läßt, im Bereich der ersten Dehnresonanzen eine starke Biegekomponente ausbildet: Sie entsteht, oberhalb der Längs-, aber noch unterhalb der Querdehnresonanz, infolge der noch einzig hohen Steifigkeit in y-Richtung der Platte.



Die an den Modellen gefundenen Eigenschaften auf die untersuchte Hohlziegelwand übertragend (Bild 15), können wir hier stark überwiegende Biegewellenenergien nicht mehr beobachten, da sich aus den Abmessungen der Gesamtwand (Bild 5) eine Normfrequenz von etwa 250 Hz berechnet. Dann scheint aber eine zweite kritische Frequenz bei 2,5 kHz aufzutreten: Man könnte sich die Wand demnach aus zwei Grundelementen zusammengesetzt denken, die beide mit verschiedener, überlagerter Normfrequenz jeweils ein Verhalten analog dem Eisenplattenmodell (Bild 13) zeigen. Das erste Grundelement ist die Wand selbst, das zweite aber der in der Mitte der Wand verlaufende Schacht, dessen Bezugsfrequenz sich analog aus dem Auftreten der ersten Biegeresonanzen der Schachtwände bei 1,6 kHz (x-Richtung) beziehungsweise 4 kHz (y-Richtung) ergibt.



Bei 4 kHz wird die halbe Biegewellenlänge gleich der Wanddicke, so daß hier, und schon vorher, unsere Betrachtungen nicht mehr zulässig sind, weil sie dann den Rahmen der elementaren Biegewellentheorie überschreiten. Das zeigt sich meßtechnisch auch in den Diagrammen, wo Schnellen- und Energieverhältnissenmaße erneut ansteigen.

Für alle Energiediagramme zeigen Luftschallanregungen entsprechende Verhältnisse.

Herrn Professor Dr. Dr. Erwin Meyer bin ich für die Aufgabenstellung und für seine vielfältigen Anregungen um das Thema der Arbeit zu großem Dank verpflichtet.

Die Arbeit wurde mit Mitteln des Bundeswohnungsbauministeriums durchgeführt.

(Eingegangen am 16. Februar 1960.)

Schrifttum

- [1] Westphal, W., Ausbreitung von Körperschall in Gebäuden. Acustica 7 [1957], 335.
- [2] CREMER, L., The propagation of structure-borne sound. DSIR Report Nr. 1 B, London 1952.
- [3] ERLER, W., Die Entwicklung und Eichung neuer Körperschallmikrophone im Hörbereich. Z. Hochfrequenztech. und Elektroakustik 65 [1957], 201.

BEITRAG ZUR PROBLEMATIK DER DIFFUSITÄT DES SCHALLFELDES IM HALLRAUM

von F. Kolmer und M. Krňák,

Forschungsinstitut für Ton-, Bild- und Reproduktionstechnik, Prag

und J. Tichy.

Institut für Physik der elektrotechnischen Fakultät der Technischen Hochschule, Prag

Herrn Prof. Dr. Josef B. Slavik zum 60. Geburtstag gewidmet.

Zusammenfassung

Die Arbeit befaßt sich mit dem Einfluß der Diffusität des Schallfeldes im Hallraum auf

den gemessenen Schallabsorptionsgrad.

Die Diffusität des Feldes wurde mittels kurzer Zylinderflächen mit kreisförmigem Profil erzielt, die im Hallraum frei aufgehängt waren. Es zeigte sich, daß es für Hallräume der Größe, die nach dem Vorschlag der ISO-Empfehlung zulässig ist, vorteilhaft ist, eine größere Anzahl kleinerer Diffusoren zu benutzen als eine kleinere Anzahl großer zerstreuender Elemente. Die Abmessungen der Diffusoren müssen so gewählt werden, daß die Diffusoren schon von der Grenzfrequenz des Hallraumes an wirksam sind. Die Diffusoren müssen im Hallraum gleichmäßig verteilt sein mit unregelmäßiger Orientierung gegeneinander sowie gegenüber den Wänden des Hallraumes. Bei dieser Anordnung wurden in zwei Hallräumen von verschiedener Form Werte des Schallabsorptionsgrades gemessen, die maximal um 10% voneinander abweichen.

Weiter wurde die Gültigkeit der zunächst nur an Modellhallräumen abgeleiteten Beziehung von Meyer und Kuttruff für die Grenzfrequenz eines Hallraumes auch für Hallräume von Volumen, die durch den Vorschlag der ISO empfohlen wurden, bestätigt. Es wurde festgestellt, daß rotierende Schallwände mit Lautsprechern die Diffusität des Schallfeldes und die Meßbedingungen nicht verbessern. Die Erhöhung der Diffusität des Feldes in den Hallräumen vermindert die Streuung der gemessenen Werte der Nachhallzeit besonders bei niedrigen Frequenzen. Dies wird durch die Erhöhung der Dämpfung der Eigenschwingungen der Hallräume bewirkt.

Die Schrägstellung der Wände des Hallraumes bewirkt eine gleichmäßigere Verteilung der Eigenschwingungen, wobei ihre Anzahl die gleiche ist wie in einem vergleichbaren Hallraum mit parallelen Wänden. Außerdem bewirken die schrägen Wände eine Verkleinerung der Schwankung des Schalldruckes in Abhängigkeit vom Ort des Mikrofons. Eine weitere Verminderung der Schwankung des Schalldruckes wird in beiden Hallräumen durch das Aufhängen von Diffusoren erzielt.

Summary

The present work deals with the influence of the diffuseness of the sound field in a

reverberation chamber on the sound absorption coefficient.

A diffuse sound field was obtained with the help of cylindrical scatterers suspended in the reverberation room. It is shown that for reverberation chambers of a size as recommended by the ISO it is better to use a larger number of smaller elements. However, the scattering elements should be large enough to be already effective at the limiting frequency of the reverberation room. The scattering objects must be distributed equally over the room with arbitrary orientation relative to each other and to the walls.

Measurements were made in two reverberation rooms supplied with scattering elements.

The measured sound absorption coefficients differed by not more than 10%.

Furthermore the relation of Meyer and Kuttreuff for the limiting frequency of reverberation rooms derived from measurements with model reverberation chambers, was confirmed for rooms of a size as recommended by the ISO. It was found that rotating loudspeakers with reflector plates did not improve the diffuseness of the sound field or the conditions of measurement.

Increased diffuseness reduces the scatter of the measured values of reverberation time especially at low frequencies. This is explained by the increased attenuation of the natural

frequencies of the rooms.

Oblique walls produce a more even distribution of the natural frequencies whose number is the same as in a comparable room with parallel walls. The obliquity of the walls also results in a reduction in the variation of measured sound pressure with position of the microphone. A further reduction in this variation is achieved in both reverberation chambers by the suspended scattering elements.

Sommaire

Ce travail concerne l'étude de l'influence de la diffusion du champ sonore dans une salle réverbérante sur la mesure du coefficient d'absorption.

On a réalisé la diffusion du champ au moyen de courts cylindres de section circulaire pendus librement dans la salle réverbérante. Il est apparu que, pour des salles réverbérantes dont les dimensions correspondent aux normes de l'ISO, is est préférable d'utiliser un grand nombre de petits éléments diffusants plutôt qu'un petit nombre de grands éléments. Les dimensions des diffuseurs doivent être choisies de telle façon que ces diffuseurs soient déjà efficaces à la fréquence limite de la salle réverbérante. Les éléments diffusants doivent être distribués d'une façon uniforme dans la salle mais leur orientation vis à vis les uns des autres et par rapport aux parois de la salle doit être distribuée de façon irrégulière. Dans ces conditions les valeurs du coefficient d'absorption sonore mesurées dans deux salles réverbérantes de formes différentes diffèrent au plus 10%.

On a vérifié ensuite sur des salles réverbérantes satisfaisant aux normes de l'ISO la relation établie par Meyer et Kuttruff sur des modèles de salles, relation qui donne la fréquence limite de salles réverbérantes. On a établi que des écrans acoustiques tournants et des haut-parleurs n'améliorent pas la diffusion du champ sonore ni les conditions des mesures. En augmentant la diffusion du champ on diminue la dispersion des mesures du temps de réverbération et principalement pour les basses fréquences. Cet effet est produit par l'augmentation de l'amortissement des fréquences propres des salles réverbérantes.

L'obliquité des parois des salles réverbérantes rend plus uniforme la distribution des fréquences propres dont le nombre reste le même que pour une salle comparable mais à parois parallèles. De plus les parois obliques diminuent les fluctuations de la pression sonore qui dépendent de la position du microphone. On diminue encore ces fluctuations en suspendant les diffuseurs dans les deux salles réverbérantes.

1. Einleitung

Von den Verfahren zur Bestimmung des Schallabsorptionsgrades akustischer Absorptionsmaterialien ist die Messung im Hallraum die geeignetste Methode im Hinblick auf die praktische Verwertbarkeit der Meßergebnisse [1], [2], [3], [4]. Man mißt die Nachhallzeit im leeren Hallraum und die Nachhallzeit im Hallraum mit eingebrachtem Prüfstoff und bestimmt aus den Zeiten den Schallabsorptionsgrad. Zur Berechnung der Absorption wird dabei entweder die Sabinesche oder Eyringsche Formel benutzt, die unter der Voraussetzung abgeleitet wurden, daß der Schall an jeder Stelle des Absorptionsmaterials aus allen Richtungen gleichmäßig einfällt und daß die Dichte der Schallenergie in allen Punkten des Raumes die gleiche ist. Sobald dieser Fall eintritt, bezeichnen wir das Schallfeld als diffus. Der Schallabsorptionsgrad ist vom Einfallswinkel der Schallwelle abhängig. Wenn das Feld nicht diffus ist, wird das Material im allgemeinen einen anderen Bruchteil der einfallenden Schallenergie als in einem diffusen Feld absorbieren. Dadurch ist erklärlich, daß die Werte des Schallabsorptionsgrades, die in verschiedenen Hallräumen oder in einem Hallraum bei verschiedener Anbringung des geprüften Materials gemessen wurden, voneinander abweichen [5].

Gewöhnlich ist das Feld im leeren Hallraum nicht diffus, oder seine Diffusität wird durch Einlegen des zu messenden akustischen Materials in den Hallraum gestört. Eine kleine Diffusität des Feldes senkt den gemessenen Schallabsorptionsgrad, denn die Schallenergie, die in der Zeiteinheit auf eine große Fläche einfällt, ist kleiner als in einem diffusen Feld, so daß auch die absorbierende Energie niedriger ist, dieses hat zur Folge, daß man kleinere Werte des Absorptionsgrades mißt. Mangelhafte Diffusität des Feldes kann entweder durch den Hallraum selbst oder durch das gemessene Muster verursacht werden. Um die Störung des im leeren Hallraum diffusen Feldes durch das eingelegte Prüfmaterial herabzusetzen, wird dieses meistens auf einige Flächen verteilt, die an verschiedenen Wänden des Hallraumes befestigt werden. Bei dieser Anordnung wird jedoch die Anzahl der Kanten des Materials bedeutend erhöht und dadurch auch der Einfluß der Beugungserscheinungen, so daß der Schallabsorptionsgrad oft größer als eins gemessen wird.

Die angeführten Gründe führten dazu, daß die Internationale Gesellschaft für Normung - International Organisation for Standardization, Technische Kommission 43, Akustik - begann, sich mit der Frage des Schallabsorptionsgrades im Hallraum zu befassen. Auf Grund der bis jetzt durchgeführten Forschungsarbeiten wurde die erste Fassung einer internationalen Empfehlung für die Messung des Schallabsorptionsgrades im Hallraum ausgearbeitet, die jedoch keine näheren Angaben über die erforderliche Diffusität im Hallraum enthielt. Bis heute existierte nur eine Arbeit [6], die sich mit diesem Problem befaßte. Auf Grund der Resultate von MEYER und KUTTRUFF befaßten wir uns mit dieser Problematik sowie mit der Art und Weise, wie ein diffuses Feld im Nachhallraum erzielt werden kann.

2. Meßmethode

2.1. Vergleichsmethode der Meßresultate

Im Gegensatz zu [6] wurden die Experimente nicht an Modellen durchgeführt, sondern in zwei Hallräumen, die wesentlich voneinander verschieden sind.

Im Schallfeld, welches der Diffusitätsbedingung entspricht, muß die Schallenergie aus allen Richtungen gleichmäßig auf die Wände einfallen. Eine direkte Messung der Richtungsverteilung des Schallfeldes in Räumen von gegebenem Ausmaß ist aber nicht möglich, denn die Wellenlänge des Schalles ist bei niedrigen Frequenzen mit den Abmessungen der Hallräume vergleichbar.

Eine andere Möglichkeit zur Beurteilung der Diffusität des Feldes ist der Vergleich des im Hallraum gemessenen Schallabsorptionsgrades irgend eines Materials mit dem durch eine andere Methode gewonnenen Schallabsorptionsgrad, der auf den Fall eines Einfalles von Schallwellen aus allen Richtungen umgerechnet wurde. Zur Berechnung können die mit dem Interferometer gewonnenen Meßresultate verwendet werden, natürlich nur unter der Voraussetzung, daß der Schallabsorptionsgrad des gemessenen Materials vom Einfallswinkel nicht abhängig ist. Es ist allgemein bekannt, daß so ausgeführte Umrechnungen größtenteils nicht mit den im Hallraum gemessenen Werten des Schallabsorptionsgrades übereinstimmen. Auch in unserem Fall führte diese Methode nicht zum Ziel. Zu einer gleichen Feststellung gelangte auch Kosten [7]. Das Ergebnis der Berechnung des Schallabsorptionsgrades von Kosten und unsere Berechnung stimmen vollkommen überein, sie unterscheiden sich jedoch bedeutend von den Resultaten der internationalen Vergleichsmessungen in verschiedenen Hallräumen.

Die Diffusität im Hallraum wird einen unbestreitbaren Einfluß auf den gemessenen Wert des Schallabsorptionsgrades besitzen. Mit wachsender Diffusität des Schallfeldes pflegt dieser Faktor gewöhnlich zu steigen. Eine Erhöhung der Diffusität kann man zum Beispiel durch Einbringen von Diffusoren in den Raum des Hallraumes erzielen.

Ist jedoch ein diffuser Zustand des Schallfeldes im Hallraum erzielt, so wird eine weitere Erhöhung der Anzahl der Diffusoren keinen Einfluß auf die Größe des gemessenen Schallabsorptionsgrades besitzen. Dieses kann als Kriterium dafür benutzt werden, daß im Hallraum ein diffuses Feld erreicht wurde.

Weiter ist bekannt, daß die in verschiedenen Hallräumen gemessenen Werte des Schallabsorptionsgrades voneinander abweichen, wenn in ihnen kein diffuses Feld erzielt wurde. Wenn in unseren zwei verschiedenen, in der Bauart voneinander abweichenden Hallräumen gleiche Ergebnisse erzielt werden, wird der Schluß zulässig sein, daß das Schallfeld in beiden Hallräumen diffus ist. Zur Erweiterung dieser Vergleichsmethode war es möglich, das Ergebnis der internationalen Vergleichsmessung des gleichen Materials in verschiedenen Hallräumen heranzuziehen, die Kosten veröffentlicht hat [7].

2.2. Die Meßmethode

Die Messung, ihre Bewertung und die Berechnung des Schallabsorptionsgrades wurden nach den in der ISO-Empfehlung enthaltenen Richtlinien durchgeführt [8].

Die Messungen wurden in einem Hallraum mit nicht parallelen Wänden und in einem Hallraum mit parallelen Wänden durchgeführt. Der Hallraum mit schrägen Wänden hat die Form eines unregelmäßigen Hexaeders (siehe Bild 1). Die Decke und zwei Wände stehen zueinander senkrecht, die anderen Wände und der Fußboden umschließen mit diesen Wänden und der Decke sowie untereinander spitze oder stumpfe Winkel. Der mittlere Winkel \bar{a} , um den die Winkel aller Wände untereinander von 90° abweichen, ist 3,14°. Die größte Abweichung des Winkels zwischen zwei Wänden vom rechten Winkel ist 18°. Die Wandlängen betragen etwa 8,5 m, 4,0 m, 6,9 m und 6,0 m, die Höhe in den einzelnen

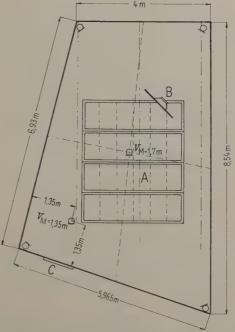


Bild 1. Grundriß des Hallraumes mit nicht parallelen Wänden. A Rahmen mit Sillan, B Lautsprecherschallwand, C Tür, $v_{\rm M}$ Höhe des Mikrofons. Volumen $V=129,1~{\rm m}^3$, Fläche $S=162,5~{\rm m}^2$.

Ecken ist 3,0 m, 3,8 m, 3,8 m und 3,1 m. Der Rauminhalt des Hallraumes beträgt 129,2 m³; die Fläche der Wände, des Bodens und der Decke ist 162,5 m². Die Wände des Hallraumes wurden aus Ziegeln gebaut mit der Dicke von 45 cm, 60 cm und 75 cm, die Decke ist aus Beton, und unter dem Fußboden befindet sich eine Aufschüttung. Alle Wände, der Fußboden sowie die Decke sind mit 3,5 cm dicken Marmorplatten belegt.

Der Hallraum mit parallelen Wänden hat die Form eines Quaders [11] (siehe Bild 2). Die Länge des Hallraumes beträgt 9,3 m, die Breite 4,15 m und die Höhe 4,2 m. Die Wände und die Decke haben eine Dicke von etwa 1 m, die Oberfläche der Wände und der Decke wird von 10 cm breiten Stahlbändern gebildet, zwischen denen sich 8 cm breite Betonbänder befinden. Der Fußboden ist mit Fliesen und mit einem Betonband längs der Wände belegt. Der Rauminhalt des Hallraumes beträgt 162,2 m³, die Fläche der Wände, des Fußbodens und der Decke 190,0 m².

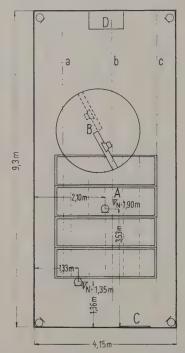


Bild 2. Grundriß des Hallraumes mit parallelen Wänden. A Rahmen mit Sillan, B rotierende Schallwände, C Tür, D Heizung, $v_{\rm M}$ Höhe des Mikrofons. Volumen $V=162,2~{\rm m}^3$, Fläche $S=190,2~{\rm m}^2$.

Der Nachhall wurde mittels Rauschen mit einer Bandbreite von ¹/₃ Oktave gemessen [9], [10]. Die Schallquelle, zwei Lautsprecher, war in der Mitte einer 122 cm × 183 cm großen Schallwand angebracht und schräg im Raum aufgehängt.

Im Hallraum mit parallelen Wänden wurde bei einigen Messungen ein Rotationssystem mit zwei schräg angebrachten Schallwänden von gleichem Ausmaß benutzt. Die Schallwände wurden mit insgesamt vier Lautsprechern versehen und drehten sich mit einer Geschwindigkeit von 15 Umdrehungen in einer Minute. Bei den anderen Messungen im Hallraum mit parallelen Wänden wurde eine Schallwand benutzt, die schräg im Raum angebracht war.

Zur Berechnung des Schallabsorptionsgrades wurde der Abklingvorgang mit einem Kondensator-Mikrofon von Neumann aufgenommen, welches in vier Ecken des Hallraumes und in zwei Positionen im Feld des Hallraumes aufgestellt wurde. Eine dieser Positionen war ungefähr im Mittelpunkt des Raumes, in der zweiten Position war das Mikrofon von den nächsten Wänden und dem Fußboden 135 cm entfernt. Dieser Abstand ist eine halbe Wellenlänge bei einer Frequenz von 125 Hz.

Die Diffusoren bestanden aus Teilen eines Zylindermantels, die am Rande mit einem Holzrahmen versteift waren (siehe Bild 3). Die Holzversteifung wurde so klein wie möglich gewählt, damit die Schallabsorption der Diffusoren möglichst klein war. Aus diesem Grunde wurden die Diffusoren auch frei in den Raum gehängt, anstatt sie an den

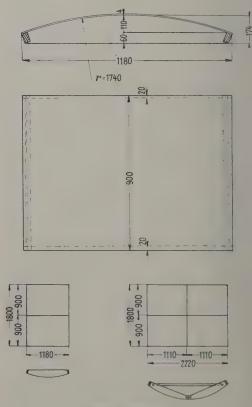


Bild 3. Diffusoren.

Wänden oder an der Decke des Hallraumes zu befestigen (Bild 4), wo sie als schwingende Masse vor einem geschlossenen Luftpolster absorbierend wirken könnten. Die mittleren Abmessungen des kleinsten Diffusors sind 118 cm × 90 cm, die Grundrißfläche beträgt 1,06 m². Der Rahmen der Diffusoren ist so ausgebildet, daß es möglich ist, zwei zur doppelten Fläche (mittlerer Diffusor) oder vier zur vierfachen Fläche (größter Diffusor) zusammenzuschrauben. Der Halbmesser des Zylinders beträgt 174 cm.

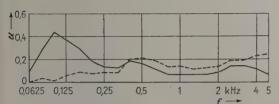


Bild 4. Frequenzabhängigkeit des Schallabsorptionsgrades kleiner Diffusoren bei verschiedener Anbringung:

— Diffusoren, die an zwei Wänden und am Fußboden befestigt sind,

--- Diffusoren, die verschieden im Raum aufgehängt sind.

Die zylindrische Fläche ist aus einer 0,4 cm dicken Hartfaserplatte hergestellt. Die Oberfläche der Diffusoren ist mit Rücksicht auf niedrige Eigenabsorption bei hohen Frequenzen leicht gekittet, geschliffen und mit Lack bespritzt. Die Diffusoren wurden in beiden Hallräumen an dünnen Stricken aufgehängt und gleichmäßig im ganzen Raum verteilt. Die Stellungen wurden jedesmal so gewählt, daß sie schräg zueinander sowie auch gegenüber den Wänden des Hallraumes waren.

Da sich ungenügende Diffusität hauptsächlich bei einem Material mit einem höheren Schallabsorptionsgrad bemerkbar macht, wurden für die Messungen Sillanplatten SP 100 benutzt (Erzeugnis der Firma Grünzweig und Hartmann, Ludwigshafen), die hohe Werte des Schallabsorptionsgrades erreichen. Das gleiche Material wurde auch bei der internationalen Vergleichsmessung benutzt, deren Resultate die Grundlage für die Ausarbeitung der internationalen Empfehlung bilden sollen. Die Sillanplatten bestehen aus verbundenen Mineralfasern und sind 100 cm × 50 cm × 5 cm groß. Das spezifische Gewicht beträgt 0,1012 g/cm³, die Porosität $\sigma = 0.96$, der Strukturfaktor $\chi = 1.6$. Die durchschnittliche Dicke der Fasern beträgt 3 bis 9 um, die Durchschnittslänge der Fasern 30 bis 85 cm.

Die akustischen Eigenschaften dieser Platten für senkrechten Einfall der Schallwellen sind aus der Messung des Real- und Imaginärteiles der akustischen Impedanz ersichtlich (Bild 5) und aus dem Verlauf des Schallabsorptionsgrades (Bild 6). Bei

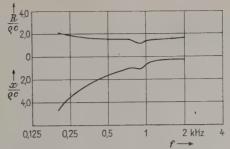


Bild 5. Frequenzabhängigkeit der Komponenten der akustischen Impedanz von Sillan der Dicke 50 mm bei senkrechtem Einfall des Schalls.

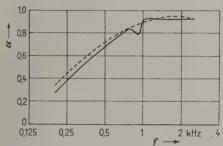


Bild 6. Frequenzabhängigkeit des Schallabsorptionsgrades von Sillan der Dicke 50 mm:

— bei senkrechtem Schalleinfall (gemessen),

--- für ein diffuses Feld (berechnet).

diesen Kurven kann man eine mäßige Wellung bei den Frequenzen 800 bis 1000 Hz beobachten, was nach den Angaben des Erzeugers durch eine Schwingung des Skeletts des Materials hervorgerufen wird. In Bild 6 ist auch der Verlauf des Schallabsorptionsgrades für ein diffuses Feld dargestellt, der aus den Werten der akustischen Impedanz berechnet wurde. Bei den Sillanplatten wurde auch die Abhängigkeit des Strömungswiderstandes von der Geschwindigkeit des Luftstromes festgestellt. Aus der graphischen Darstellung in Bild 7 ist ersichtlich, daß der Strömungswiderstand sehr wenig von der Geschwindigkeit abhängt.

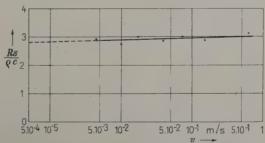


Bild 7. Abhängigkeit des spezifischen Strömungswiderstandes von Sillan der Dicke 50 mm von der Geschwindigkeit des Luftstromes, der durch das Muster fließt.

Die Ergebnisse der Messungen der akustischen Impedanz und des Schallabsorptionsgrades für senkrechten Einfall der Schallwellen sowie der Messung des Strömungswiderstandes stimmen mit den Angaben des Herstellers überein.

3. Der Einfluß der Diffusität des Hallraumes auf den gemessenen Schallabsorptionsgrad

Der Einfluß der Diffusität des Schallfeldes auf den gemessenen Schallabsorptionsgrad wurde im Hallraum mit nicht parallelen Wänden und im Hallraum mit parallelen Wänden nach den in Abschnitt 2.1. angeführten Grundsätzen untersucht. Die Messung wurde auf die Bestimmung der Anzahl, der Fläche, der Größe und der Positionen der Diffusoren ausgerichtet.

Die drei Typen der verwendeten Diffusoren hatten folgende Größen:

Der kleine Diffusor eine Fläche von $1,06~\mathrm{m^2}$, der mittlere Diffusor eine Fläche von $2,12~\mathrm{m^2}$, der große Diffusor eine Fläche von $4,24~\mathrm{m^2}$.

Die Messung wurde mit dem Material Sillan einer Dicke von 5 cm und einer Fläche von 9,96 m² durchgeführt. In Bild 8 ist der Einfluß der Anzahl der kleinen Diffusoren auf den Schallabsorptionsgrad im Hallraum mit schrägen Wänden dargestellt. Aus Bild 8 ist ersichtlich, daß sich der Schallabsorptionsgrad, beginnend ab 6 – 8 Diffusoren, das heißt 6,36 bis 8,48 m² (4 bis 5,3% der Fläche des Hallraumes), nicht weiter erhöht. Die einzelnen Werte des im diffusen Feld gemessenen Schallabsorptionsgrades unterscheiden sich in dem Gebiet, wo der Schallabsorptionsgrad annähernd unabhängig von der Frequenz ist, um nicht mehr als $\alpha = 0,1$ (10%), was

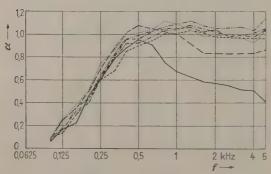


Bild 8. Frequenzahhängigkeit des Schallabsorptionsgrades von Sillan bei verschiedenen Anzahlen kleiner Diffusoren, gemessen im Hallraum mit nicht parallelen Wänden.

	Kein Diffusor,	 12 Diffusoren,
	4 Diffusoren,	 16 Diffusoren,
	6 Diffusoren,	 20 Diffusoren.
	O Diffusoner	

ein annehmbarer Wert ist. In Bild 9 ist die gleiche Abhängigkeit dargestellt, die im gleichen Hallraum mit mittleren Diffusoren gemessen wurde.

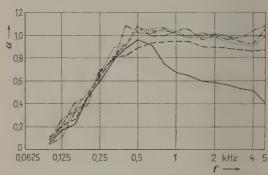


Bild 9. Frequenzabhängigkeit des Schallabsorptionsgrades von Sillan bei verschiedenen Anzahlen mittlerer Diffusoren, gemessen im Hallraum mit nicht parallelen Wänden.

 —— Kein Diffusor, —— 6 Diffusoren,

 —— 2 Diffusoren, ——— 8 Diffusoren,

 4 Diffusoren, ———— 10 Diffusoren.

Aus Bild 10, in welchem die Abhängigkeit des Schallabsorptionsgrades von der Anzahl der großen Diffusoren im gleichen Hallraum dargestellt ist, geht hervor, daß erst ab drei Diffusoren einer Fläche von 12,72 m², das sind 8% der Fläche des Hallraumes, und mehr, der gemessene Schallabsorptionsgrad nicht von der Anzahl der Diffusoren abhängt.

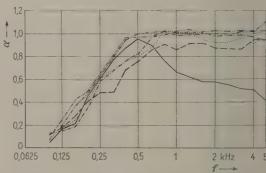


Bild 10. Frequenzabhängigkeit des Schallabsorptionsgrades von Sillan bei verschiedenen Anzahlen großer Diffusoren, gemessen im Hallraum mit nicht parallelen Wänden.

Die Kurven, die mit einem, zwei oder drei Elementen gemessen wurden, weisen in dem Frequenzgebiet von 200 bis 800 Hz einen kleineren Schallabsorptionsgrad auf. Die Ursache dieser Abweichungen wurde durch ein weiteres Experiment geklärt, dessen Ergebnis aus Bild 16 ersichtlich ist (siehe weiter unten). Bei der Messung im Hallraum mit par-

allelen Wänden beschränkten wir uns auf bis zu 12 kleine, 6 mittlere und 3 große Diffusoren, denn angesichts der großen Schallwändé, die etwa in zwei Dritteln der Länge des Hallraumes angebracht waren, bestand nicht die Möglichkeit, eine größere Anzahl von Diffusoren genügend gleichmäßig im Hallraum zu verteilen. In den Bildern 11, 12 und 13 sind die gleichen Abhängigkeiten wie in Bild 8, 9 und 10 dargestellt.

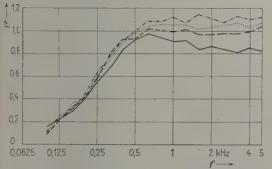


Bild 11. Frequenzabhängigkeit des Schallabsorptionsgrades von Sillan bei verschiedenen Anzahlen kleiner Diffusoren, gemessen im Hallraum mit parallelen Wänden.

Kein Diffusor, 8 Diffusoren, ---- 12 Diffusoren.

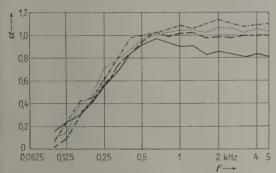


Bild 12. Frequenzabhängigkeit des Schallabsorptionsgrades von Sillan bei verschiedenen Anzahlen mittlerer Diffusoren, gemessen im Hallraum mit parallelen Wänden.

Kein Diffusor, 4 Diffusoren, ---- 6 Diffusoren.

Bei dem Verlauf in Bild 11 und 12 gelangen wir für kleine und mittlere Diffusoren zur gleichen Schlußfolgerung wie im Fall von Bild 8, 9 und 10, das heißt, daß von einer bestimmten Anzahl der Diffusoren ab der Schallabsorptionsgrad auch bei weiterer Erhöhung ihrer Anzahl unverändert bleibt. Das gleiche kann man nicht von den Verläufen für die großen Diffusoren behaupten (siehe Bild 13). Es ist möglich, daß bei vier Diffusoren der Schallabsorptionsgrad weder ansteigen noch sinken würde.

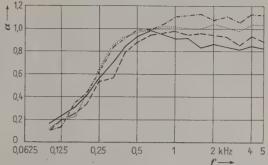


Bild 13. Frequenzabhängigkeit des Schallabsorptionsgrades von Sillan bei verschiedenen Anzahlen großer Diffusoren, gemessen im Hallraum mit parallelen Wänden.

Kein Diffusor, 2 Diffusoren, 3 Diffusoren.

Der Einfluß der Anzahl und Größe der Diffusoren auf die Diffusität des Schallfeldes in beiden Hallräumen läßt sich auch in den Bildern 14 a und 14 b verfolgen, in welche die zusammengefaßten Resultate der Bilder 8 bis 10 und 11 bis 13 übertragen wurden. Das Kriterium für die Diffusität ist hier die Konstanz des durchschnittlichen Wertes des Schallabsorptionsgrades im Frequenzintervall von 500 bis 5000 Hz, in welchem der Schallabsorptionsgrad fast unabhängig von der Frequenz ist. Aus Bild 14 a geht hervor, daß zur Erzielung der Diffusität im nicht parallelen Hallraum 8 kleine Diffusoren mit einer Gesamtfläche von 8,48 m² (5,3% der Fläche des Hallraumes) genügen, während bei mittleren und großen Diffusoren 8, beziehungsweise 4 mit einer Gesamtfläche von 16,96 m² notwendig sind (10,6% der Fläche des Hallraumes). Der Grund, weshalb man ein genügend diffuses Feld mit kleinen Diffusoren bei einer im Vergleich zu den anderen Fällen kleineren Totalfläche erhält, mag darin liegen, daß die Diffusität leichter durch Zergliederung des Raumes mit einer größeren Anzahl kleiner Diffusoren erzielt wird. Aus dem Umstand, daß die Kurven für verschiedene Größen der Diffusoren sich in einem Punkte fast berühren (Gesamtfläche 16,96 m²), geht hervor, daß in den experimentellen Grenzen die Anzahl der Diffusoren für die Erreichung einer genügenden Diffusität wichtiger ist als ihre Gesamtfläche. Außerdem kann bei Verwendung von großen Diffusoren und einer daher kleineren Anzahl eine willkürliche Anbringung im Hallraum die Diffusität des Schallfeldes ungünstig beeinflussen, worüber eine weitere Abhandlung folgen wird.

Aus Bild 14 b für den Hallraum mit parallelen Wänden geht hervor, daß wir uns bei den verwendeten Anzahlen von Diffusoren dem Diffusitätszustand nähern, denn die Verläufe des mittleren Schallabsorptionsgrades werden besonders für kleine und

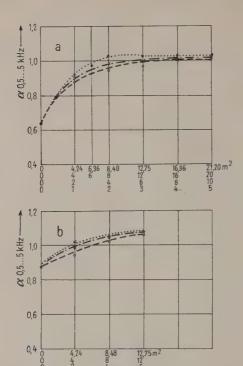


Bild 14. Abhängigkeit des mittleren Schallabsorptionsgrades von Sillan von der Anzahl der Diffusoren.

a im Hallraum mit nicht parallelen Wänden, b im Hallraum mit parallelen Wänden,

• · · · · • kleine Diffusoren,

×----× mittlere Diffusoren,

○———○ große Diffusoren.

mittlere Diffusoren wenig von der Anzahl der Diffusoren abhängig. Dieser Hallraum ist verhältnismäßig eng, und es sind, wie schon gesagt, darin drehbare Schallwände angebracht. Deshalb kann man in diesem Hallraum keine ganz regelmäßige Anbringung der Diffusoren im ganzen Volumen des Hallraumes erzielen und daher auch nicht die notwendige Gleichmäßigkeit bei der Zerstreuung der Schallenergie. Das ist höchstwahrscheinlich der Grund, warum wir bei einer Gesamtfläche von 4,24 m² der Diffusoren einen etwas höheren Schallabsorptionsgrad für die mittleren als für die kleinen Diffusoren erhalten. Durch Vergleich von Bild 14 a und 14 b ersehen wir, daß in dem Hallraum mit parallelen Wänden ein etwas höherer Schallabsorptionsgrad gemessen wurde. Die Größe des Schallabsorptionsgrades ist von dem Betrag an Schallenergie abhängig, der in der Zeiteinheit auf die absorbierende Fläche einfällt [4], [5]. Deshalb kann man auch in einigen Fällen in einem ungenügend diffusen Feld einen höheren Schallabsorptionsgrad messen, wenn sich das Material in einer hinsichtlich des Schalleinfalles vorteilhafteren Position befindet. Das kann der Grund sein, warum wir in einem Hallraum mit parallelen Wänden einen etwas höheren Wert des Schallabsorptionsgrades erhalten als in einem Hallraum mit nicht parallelen Wänden. Richtige Werte des Schallabsorptionsgrades kann man eben nur in einem genügend diffusen Feld erhalten. Diesem Zustand haben wir uns im Hallraum mit parallelen Wänden offenbar nur genähert. Für die Zwecke der Norm-Messung kann man jedoch die Ergebnisse in beiden Hallräumen als übereinstimmend betrachten, denn sie weichen nur um 4 bis 5% voneinander ab.

Bei der Wahl der Größe der Diffusoren ist auch der Umstand wichtig, von welcher Frequenz an der Diffusor zerstreuend zu wirken beginnt. Nach Meyer und Kuttruff ist für jeden Hallraum eine untere Grenzfrequenz $f_{\rm m}$ gegeben, von welcher an ein diffuses Feld in ihm erreicht werden kann. Es gilt die Beziehung

$$f_{\rm m} V^{1/3} \approx 1$$
, $({
m kHz \cdot m^3})$. (1)

Nach Meyer und Kuttruff [6] wird die Grenzfrequenz durch die Abschrägung der Wände etwas herabgesetzt. In unserem Fall erhalten wir für den Hallraum mit nicht parallelen Wänden $f_{\rm m}=184$ Hz. Von dieser Frequenz an sollten sich Unterschiede in der Diffusität auf den gemessenen Schallabsorptionsgrad auswirken.

In Bild 15 sind die Verläufe des Schallabsorptionsgrades von Sillan mit erhöhter Absorption bei niedrigen Frequenzen (durch ein geschlossenes, 15 cm hohes Luftpolster) dargestellt. Sie wurden im Hallraum mit nicht parallelen Wänden einmal ohne Diffusoren, dann mit allen drei Arten von Dif-

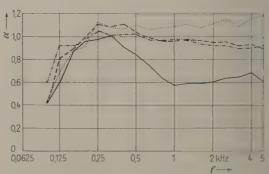


Bild 15. Frequenzabhängigkeit des Schallabsorptionsgrades von Sillan mit einem Luftpolster von 15 cm. Parameter ist die Größe bzw. Anzahl der Diffusoren bei einer Gesamtfläche von 8,48 m², entsprechend 5,3% der Fläche des Hallraumes. Gemessen im Hallraum mit nicht parallelen Wänden.

Ohne Diffusoren,

-- 2 große Diffusoren,

---- 4 mittlere Diffusoren,

...... 8 kleine Diffusoren.

fusoren gemessen. Aus dem Bild ist ersichtlich, daß von der Grenzfrequenz an die Diffusoren jeder Größe die Diffusität erhöhen. Bezüglich der Abmessungen der verwendeten Diffusoren kann man feststellen, daß auch die kleinsten Diffusoren die Schallwellen von der Grenzfrequenz des Hallraumes an genügend zerstreuen. Die unterschiedlichen Verläufe des Schallabsorptionsgrades für mittlere und hohe Frequenzen bei kleinen Diffusoren gegenüber mittleren und großen Diffusoren hängen mit ihrer Anzahl zusammen und wurden schon früher erklärt.

Es muß noch der kleinere Schallabsorptionsgrad für Frequenzen von 200 bis 800 Hz bei der Verwendung von 1, 2 und 3 großen Diffusoren bei der Messung im Hallraum mit nicht parallelen Wänden erklärt werden (Bild 10). Darum wurde ein Versuch durchgeführt, bei dem der eine von zwei großen Diffusoren, der in der Ecke hinter der Lautsprecherwand aufgehängt war (mit der hohlen Seite zur Schallwand), in eine andere willkürliche Lage versetzt wurde. Bei diesem Versuch wurde Sillan mit einem Luftpolster von 15 cm benutzt. Aus Bild 16 ist ersichtlich, daß die ursprüngliche Lage des Diffusors eine kleinere Diffusität des Feldes im angegebenen Frequenzbereich bewirkte, wahrscheinlich durch die Konzentration von Schallenergie zwischen der hohlen Seite des Diffusors und der Schallwand mit den Lautsprechern. Daraus folgt, daß bei einer kleinen Anzahl von großen Diffusoren die Position der Diffusoren kritisch sein kann, ein weiterer Grund für die Verwendung einer größeren Anzahl von Diffusoren von kleinerem Ausmaß.

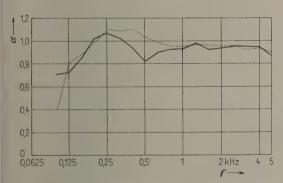


Bild 16. Frequenzabhängigkeit des Schallabsorptionsgrades von Sillan mit einem Luftpolster von 15 cm bei Verwendung zweier großer Diffusoren, gemessen im Hallraum mit nicht parallelen Wänden.

 Ein Diffusor ist ungünstig zur Schallwand orientiert,

..... der gleiche Diffusor ist in eine andere Stellung gemacht.

Der Einfluß der Lage eines Diffusors von größerem Ausmaß macht sich auch in seiner eigenen Absorption bemerkbar. Aus Bild 17 ist ersichtlich, daß die Absorption großer Diffusoren bei niedrigen Frequenzen für jede Anzahl und daher auch für jede Position anders ist, während die Verläufe des Schallabsorptionsgrades der mittleren und kleinen Diffusoren in beiden Hallräumen von der Anzahl der Diffusoren praktisch unabhängig sind.

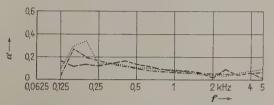


Bild 17. Frequenzabhängigkeit des Schallabsorptionsgrades großer Diffusoren. Parameter ist ihre Anzahl. Gemessen im Hallraum mit parallelen Wänden.

--- 1 Diffusor,

..... 2 Diffusoren,

---- 3 Diffusoren.

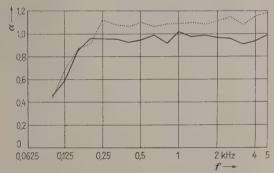


Bild 18. Frequenzabhängigkeit des Schallabsorptionsgrades von Sillan mit einem Luftpolster von 15 cm bei Verwendung von acht kleinen Diffusoren, gemessen im Hallraum mit nichtparallelen Wänden.

— Diffusoren parallel zu einer Wand aufgehängt,

..... Diffusoren verschieden aufgehängt.

Ein gewisses Bild von der Streuung der horizontalen Schallwelle an den zylindrischen Diffusoren kann annähernd aus den Angaben zur Streuung einer ebenen Welle an zylinderförmigen Körpern gewonnen werden, deren Achse senkrecht zur Richtung der Wellenausbreitung ist. Morse [12] gibt an, wie die Streuung von der Frequenz abhängt (vergleiche Bild 20). Von der einfallenden Energie wird nur ein Teil gestreut, dessen Betrag von dem Verhältnis der Wellenlänge zum Durchmesser des Zylinders abhängt. Je kleiner die Wellenlänge des einfallenden Schalles ist, desto mehr Schallenergie wird gestreut. Wenn die Wellenlänge viel kleiner als der Umfang

des Zylinders ist, ist der streuende Querschnitt ("Streuquerschnitt") des Zylinders gleich seinem doppelten visuellen Querschnitt. Die Hälfte dieser Energie wird in die Einfallsrichtung zurückreflektiert, die andere Hälfte breitet sich durch Beugung hinter der Zylinderfläche aus. Die Richtungscharakteristik der Energieverteilung ist desto enger und länger, je kleiner die Wellenlänge bezogen auf den Zylinderumfang ist. Falls die Wellenlänge größer als der Zylinderumfang ist, wird nur ein kleiner Teil der einfallenden Energie gestreut und größtenteils in die Einfallsrichtung reflektiert.

Im Falle der verwendeten Diffusoren wird die Situation etwas verschieden sein, aber eine Konzentration der Energie hinter der Zylinderfläche muß man voraussetzen, weil ihre Entstehung nicht allzusehr von der Form des Hindernisses abhängt. Aus diesem Grunde ist es nicht günstig, die Diffusoren parallel anzubringen, denn an Stelle einer Streuung der Schallenergie könnte eine gewisse unerwünschte "Regelmäßigkeit" entstehen.

Ebenso behauptet Kosten, daß die Position der Diffusoren im Hallraum so gewählt sein soll, daß die Flächen ihrer Projektionen auf die einzelnen Wände in Prozenten der Fläche der einzelnen Wände gleich sind.

In der Literatur wird oft die Möglichkeit erwähnt — zuletzt von Waterhouse [13] — mittels rotierender Flügel (Lautsprecherschallwände) im Hallraum ein diffuses Feld zu erzielen. Im Bild 19 sind die Verläufe des Schallabsorptionsgrades von Sillan dargestellt, die teils bei rotierenden Schallwänden (15 Drehungen pro Minute), teils bei ruhenden Schallwänden in einem Hallraum mit parallelen Wänden gewonnen wurden. Beide Kurven stimmen überein und beweisen, daß das Rotieren der Flügel (Schallwände) keinen Einfluß auf die Diffusität des Feldes hat.

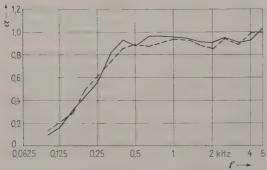


Bild 19. Frequenzabhängigkeit des Schallabsorptionsgrades von Sillan im Hallraum mit parallelen Wänden ohne Diffusoren.

 Um einen Vergleich der Resultate unserer Messungen in beiden Hallräumen mit dem Ergebnis der internationalen Vergleichsmessung von Sillan mit gleichen akustischen Eigenschaften durchführen zu können, mußten wir wegen der verschiedenen Befestigung des Materials bei unseren Versuchen und bei der internationalen Vergleichsmessung die Berechnung korrigieren, um den Einfluß von Beugungserscheinungen zu berücksichtigen. Die Berechnung wurde nach der von Morse und Bolt abgeleiteten Beziehung durchgeführt [14].

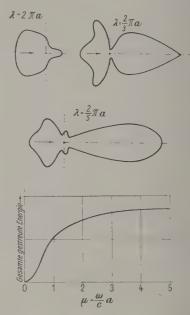


Bild 20. Richtungsverteilung der an Zylindern bei verschiedener Wellenlänge gestreuten Schallenergie sowie gestreute Gesamtenergie als Funktion der Frequenz.

Zum Vergleich diente der von Kosten angegebene Verlauf des Schallabsorptionsgrades von Sillan [7]. Nach Umrechnung aller Verläufe mit Rücksicht auf Beugungserscheinungen können wir sie miteinander vergleichen. In Bild 21 sind die in beiden Hallräumen gewonnenen Verläufe des Schallabsorptionsgrades von Sillan aufgezeichnet, wobei das diffuse Feld in der früher angeführten Weise erzielt wurde. Die Übereinstimmung der Resultate ist genügend. Die Umrechnung und der Vergleich der Resultate wurde in dem Frequenzbereich durchgeführt, in dem Meßwerte der akustischen Impedanz von Sillan zur Verfügung standen. In dem gleichen Bild sind auch die umgerechneten Verläufe aus beiden Hallräumen ohne Diffusoren dargestellt, welche bedeutend niedriger liegen als die im diffusen Feld gewonnenen Verläufe.

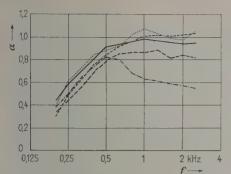


Bild 21. Frequenzabhängigkeit des Schallabsorptionsgrades von Sillan. Die Ergebnisse sind unter Berücksichtigung der Beugungserscheinungen umgerechnet.

Internationale Vergleichsmessung.

Hallraum mit parallelen Wänden:

--- ohne Diffusoren,

----- mit acht Diffusoren.

Hallraum mit nichtparallelen Wänden:

---- ohne Diffusoren,

..... mit acht Diffusoren.

Zusammenfassend kann man sagen, daß es für Hallräume einer Größe, die nach dem Vorschlag der internationalen Empfehlung zulässig ist, zur Erzielung eines genügend diffusen Feldes bei der kleinsten Gesamtfläche der Diffusoren und zur Ausschaltung von Unregelmäßigkeiten des Schallfeldes bei einem zufällig ungünstig angebrachten Diffusor vorteilhafter ist, eine größere Anzahl kleiner Diffusoren als eine kleinere Anzahl großer Diffusoren zu verwenden. Dabei müssen die benutzten Diffusoren so groß sein, daß sie den Schall von der Grenzfrequenz des Hallraumes an zuverlässig streuen. Unter der Grenzfrequenz bewirken nicht einmal große Diffusoren eine Erhöhung der Diffusität des Schallfeldes.

Was die Verteilung der Diffusoren betrifft, so sollen diese regelmäßig im ganzen Volumen des Hallraumes verteilt werden und unregelmäßig gegeneinander sowie gegenüber den begrenzenden Flächen des Hallraumes orientiert sein.

Die Gültigkeit der Beziehung für die Grenzfrequenz von Meyer und Kuttruff, die an einem Modellhallraum abgeleitet worden war, wurde auch für die Hallräume der empfohlenen Volumen bestätigt.

Weiter wurde bewiesen, daß eine Rotation der Flügel (Schallwände mit Lautsprecher) keinen Einfluß auf die Diffusität des Schallfeldes im Hallraum besitzt.

4. Der Einfluß der Diffusität des Feldes auf die Verhältnisse in einem leeren Hallraum

Die Existenz eines diffusen Feldes in einem Hallraum läßt sich an einigen Größen verfolgen, die durch Messungen in einem leeren Hallraum gewonnen wurden: An der Frequenzcharakteristik, der Verteilung des Schalldruckes, der Streuung der gemessenen Nachhallzeiten und so weiter.

Die Frequenzcharakteristiken beider Hallräume wurden durch die Messung des Schalldruckes in der Mitte der Hallräume, in den Ecken der Hallräume und an einer Stelle aufgenommen, die 135 cm von den nächsten Wänden und dem Fußboden entfernt war. Die Positionen des Mikrofons stimmen mit denen bei der Messung der Nachhallzeit mit eingelegtem Material (Sillan) überein. Die Hallräume wurden mit einem Sinuston erregt, dessen Frequenz sich sehr langsam änderte, und zwar von einem Wert von 45 Hz bis 200 Hz in 315 s. Die Lautsprecher auf der Schallwand waren in einer willkürlichen Stellung im Hallraum aufgehängt.

In Bild 22 ist die Frequenzcharakteristik des Hallraumes mit parallelen Wänden dargestellt, wobei das Mikrofon 135 cm von den nächsten Wänden und dem Fußboden entfernt war. Bild 22 enthält die Fälle: ohne Diffusoren bei ruhenden Schallwänden, ohne Diffusoren bei rotierenden Schallwänden und endlich bei ruhenden Schallwänden mit 8 kleinen Diffusoren (Gesamtfläche der Diffusoren 8,48 m²). In Bild 22 ist unten das berechnete Spektrum der Eigenfrequenzen des Hallraumes und die Frequenzskala gezeichnet. Aus dem Bild ist die gute Übereinstimmung der berechneten Eigenfrequenzen mit den Eigenfrequenzen ersichtlich, die im Hallraum bei ruhenden oder rotierenden Schallwänden gemessen wurden. Aus der Frequenzcharakteristik des Hallraumes mit Diffusoren geht hervor, daß die Frequenzen der Eigenschwingungen gegenüber den vorhergehenden Fällen etwas verschoben sind. Dieser Umstand ist durch die Änderung der Randbedingungen für die Schallausbreitung im Hallraum erklärlich, die durch das Einhängen der Diffusoren in den Hallraum verursacht wurde.

In der Aufzeichnung der Frequenzcharakteristik des Hallraumes ohne Diffusoren sind Schwebungen gut bemerkbar, die zwischen der nachhallenden Eigenschwingung und der anregenden Schwingung wachsender Frequenz entstehen. Die Schwebungen entstehen auch bei Erregung des Raumes mit einem Rauschspektrum, und zwar zwischen der Eigenschwingung des Raumes und den frequenzbenachbarten Schwingungen, die von der Schallquelle gesendet werden.

Aus der Aufzeichnung der Frequenzcharakteristik des Hallraumes mit Diffusoren ist ersichtlich, daß die Amplitude sowie die Anzahl der Schwebungen kleiner und die Breiten der einzelnen Resonanzgipfel größer sind. Mit ansteigender Frequenz verschwinden die Schwebungen mehr und mehr. Die Existenz der Diffusoren erhöht also die Dämpfung

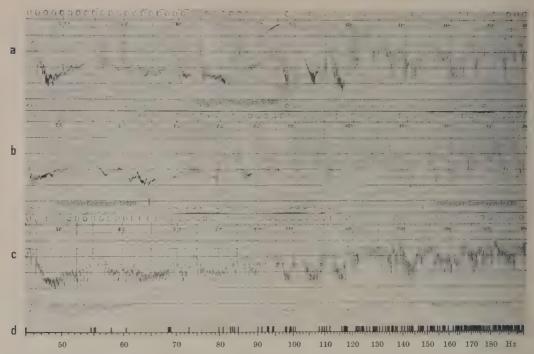


Bild 22. Frequenzcharakteristiken des Hallraumes mit parallelen Wänden (Entfernung des Mikrofons von den Wänden 1,35 m).

- a leerer Hallraum, bei ruhender Schallwand, ohne Diffusoren,
- b leerer Hallraum, bei ruhender Schallwand, im Raum sind 8 kleine Diffusoren aufgehängt,
- c leerer Hallraum, bei rotierender Schallwand, ohne Diffusoren,
- d das berechnete Spektrum der Eigenschwingungen.

der Eigenschwingungen. Bei der Messung der Nachhallzeit pflegt gewöhnlich das Abklingen des Schalldruckes mäßig gewellt zu sein. Die Erhöhung der Dämpfung der Eigenschwingungen durch die Diffusoren äußert sich in einem Ausglätten des Abfalls des Schalldruckes nach Abschalten der Schallquelle bei der Messung der Nachhallzeit. Dadurch ist die Auswertung der Aufzeichnungen des Nachhalles erleichtert, besonders im Bereich niedriger Frequenzen.

Wenn im rechtwinkligen Hallraum die Schallwände mit den Lautsprechern rotieren und die Frequenzcharakteristik auf die gleiche Art wie im vorhergehenden Fall aufgenommen wird, entstehen durch die Bewegung der Quelle wegen der Abhängigkeit des Schalldruckes vom Ort eine ganze Reihe weiterer Gipfel. Dadurch werden aber weder die wirkliche Anzahl noch die Frequenzen der Eigenschwingungen des Hallraumes erhöht oder geändert. Darum werden bei der Messung der Nachhallzeit in dem Augenblick, wo die Quelle abgeschaltet wird, auf einem gegebenen Platz des Hallraumes die gleichen Verhältnisse herrschen wie ohne Rotation der Schallwände.

Man gelangt zu den gleichen Schlußfolgerungen auf Grund von Messungen, die für andere Positionen des Mikrofons durchgeführt wurden.

Nach Cremer [15] hat die Abschrägung der Wände keine Veränderung der Anzahl der Eigenschwingungen des Hallraumes zur Folge, wie früher von einigen Autoren angegeben wurde. Durch die Abschrägung der Wände des Hallraumes entsteht jedoch eine gegenseitige Frequenzverschiebung der Eigenschwingungen, so daß zu einer bestimmten Eigenschwingung keine Schwingung existiert, deren Frequenz harmonisch zur ersten liegt, wie im Fall des Hallraumes mit parallelen Wänden. Aus diesem Grunde kann kein Flatterecho entstehen, das durch Interferenz der Eigenschwingungen mit ihren Harmonischen auftritt. Weiter spricht Cremer die Vermutung aus, daß im Hallraum mit nicht parallelen Wänden eine über der Frequenzskala regelmäßigere Verteilung der Eigenschwingungen entstehen kann. Nach Morse und Bolt [14] unterscheiden sich die Dämpfungskonstanten im nicht parallelen Hallraum weniger als im Hallraum mit parallelen Wänden. Es gelang bis jetzt nicht, die Berechnung des Spektrums der Eigenschwingungen im Hallraum mit

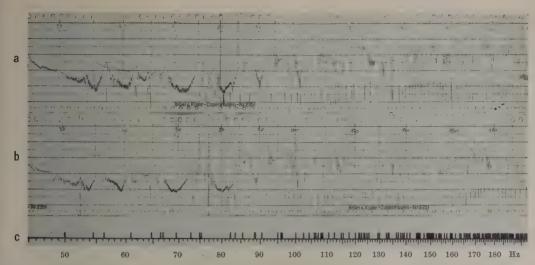


Bild 23. Frequenzcharakteristiken des Hallraumes mit nichtparallelen Wänden (Entfernung des Mikrofons von den Wänden 1,35 m).

- a Leerer Hallraum, ohne Diffusoren,
- b leerer Hallraum, im Raum sind 8 kleine Diffusoren aufgehängt,
- c berechnetes Spektrum der Eigenschwingung en für einen rechtwinkligen Hallraum von gleichem Volumen.

nicht parallelen Wänden durchzuführen. Wie Weyl [16] angibt, ist die Anzahl der Eigenschwingungen eines bestimmten Raumes nur von seinem Volumen und nicht von der Form der begrenzenden Flächen abhängig. Darum ist zu erwarten, daß der Unterschied zwischen einem rechtwinkligen und einem schrägwinkligen Hallraum von gleichem Volumen vom Standpunkt der Eigenschwingungen nur in deren Frequenzverteilung liegen wird.

Die angeführten Literaturangaben wurden experimentellen Forschungen unterzogen. Darum wurden im Hallraum mit nicht parallelen Wänden die gleichen Messungen durchgeführt wie im Hallraum mit parallelen Wänden. Zum Vergleich der gemessenen Frequenzcharakteristiken wurde ein Spektrum von Eigenschwingungen für einen Hallraum mit parallelen Wänden vom gleichen Volumen berechnet. In Bild 23 sind Registrierkurven wiedergegeben, die in einem Hallraum mit nicht parallelen Wänden gewonnen wurden, und zwar einmal ohne Diffusoren und dann mit acht kleinen Diffusoren (Gesamtfläche 8,48 m²). Das Mikrofon wurde nacheinander in die gleichen Positionen wie im Hallraum mit parallelen Wänden gebracht. Aus Bild 23 geht hervor, daß die Anzahl der Eigenschwingungen wirklich die gleiche ist wie in einem rechtwinkligen Hallraum von gleichem Volumen. Die Eigenschwingungen sind jedoch im Hallraum mit nicht parallelen Wänden gleichmäßiger verteilt. Ähnlich wie im rechtwinkligen Hallraum sind die Eigenschwingungen des Hallraumes mit nicht parallelen Wänden durch die Wirkung der Diffusoren etwas verschoben und gedämpft. Ähnlich war es bei den Messungen der Frequenzcharakteristiken in den übrigen Positionen des Mikrofons.

Der Einfluß der Diffusität des Feldes wurde an der Verteilung des Schalldruckes längs dreier Geraden weiter verfolgt, die parallel zum Fußboden in einer Höhe von 7 cm (Bilder 1 und 2) verliefen. Die Messung wurde bei den Frequenzen 125, 250 und 1000 Hz durchgeführt. Die Abhängigkeit des Schalldruckes vom Ort im Hallraum mit parallelen Wänden ist in Bild 24 aufgezeichnet.

Die Kurven wurden bei ruhenden Schallwänden, rotierenden Schallwänden sowie mit 8 kleinen Diffusoren bei ruhenden Schallwänden registriert. Aus dem Bild ist ersichtlich, daß der Schalldruck bei allen drei Frequenzen in Abhängigkeit vom Aufnahmeort schwankt. Diese Schwankung ist kleiner in einem Hallraum mit Diffusoren, was besonders deutlich bei einer Frequenz von 1000 Hz zum Vorschein kommt, obwohl auch bei niedrigeren Frequenzen diese Änderung sichtbar ist. Bei rotierenden Schallwänden sind die Schwankungen des Schalldruckes im Gegenteil noch höher, als wenn die Schallwände sich nicht bewegen.

In Bild 25 sind analoge Kurven wiedergegeben, die jedoch in einem Hallraum mit nicht parallelen Wänden gemessen wurden. Sie bestätigen die Schlußfolgerungen, zu denen wir auf Grund der Messungen im Hallraum mit nicht parallelen Wänden gelangt sind.

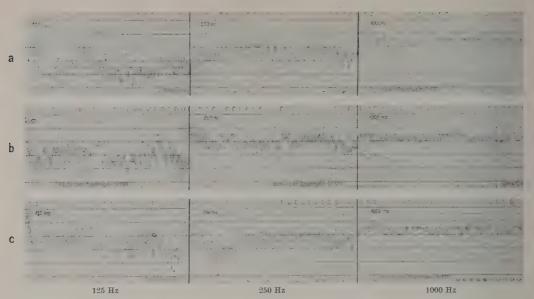


Bild 24. Die Abhängigkeit des Schalldruckes vom Ort des Mikrofons, das 7 cm über dem Fußboden längs einer Geraden verschoben wird (Hallraum mit parallelen Wänden).

a Leerer Hallraum, bei ruhender Schallwand, ohne Diffusoren,

b leerer Hallraum, bei ruhender Schallwand im Raum sind 8 kleine Diffusoren aufgehängt,

c leerer Hallraum, bei rotierender Schallwand, ohne Diffusoren.



Bild 25. Abhängigkeit des Schalldruckes vom Ort des Mikrofons, das 7 cm über dem Fußboden längs einer Geraden verschoben wird (Hallraum mit nichtparallelen Wänden).

a Leerer Hallraum ohne Diffusoren,

b leerer Hallraum, im Raum sind 8 kleine Diffusoren aufgehängt.

Die gleichen Gesetzmäßigkeiten wurden in beiden Hallräumen bei Verschiebung des Mikrofons entlang zweier weiterer Geraden beobachtet.

Wenn wir die Schwankungen des Schalldruckes in beiden Hallräumen vergleichen, gelangen wir zur Schlußfolgerung, daß sie im Hallraum mit nicht parallelen Wänden kleiner sind als in einem rechtwinkligen Hallraum, und zwar mit wie ohne Diffusoren.

Zusammenfassend können wir behaupten, daß durch die Aufhängung von Diffusoren im Hallraum

die Dämpfung der Eigenschwingungen erhöht wird und daß dadurch die Abklingkurve bei der Messung der Nachhallzeit geglättet wird, so daß die Streuungen bei der Auswertung der Nachhallkurven besonders bei niedrigen Frequenzen herabgesetzt werden. Diese Schlußfolgerung gilt für beide Arten der geprüften Hallräume.

Die Rotation der Lautsprecherschallwände hat keinen Einfluß auf die Anzahl und auf die Frequenz der Eigenschwingungen und verbessert nicht die Bedingungen bei der Messung im Hallraum. Der Einfluß schräger Wände des Hallraumes äußert sich durch eine gleichmäßigere Verteilung der Frequenzen der Eigenschwingungen des Hallraumes, wobei ihre Anzahl dieselbe ist wie in einem Hallraum mit parallelen Wänden. Weiter vermindern schräge Wände des Hallraumes die Schwankung des Schalldruckes in Abhängigkeit vom Ort des Mikrofons.

Diffusoren senken die Schwankungen des Schalldruckes in Abhängigkeit vom Ort des Mikrofons bei allen Frequenzen und in beiden Arten der geprüften Hallräume.

Rotierende Schallwände dagegen erhöhen die Schwankungen des Schalldruckes in Abhängigkeit vom Ort des Mikrofons.

Die Arbeit wurde durch die Veröffentlichung der Herren Prof. E. MEYER und H. KUTTRUFF angeregt.

Die an der Lösung beteiligten Mitarbeiter danken Herrn Prof. J. B. Slavik für seine schätzenswerten Anmerkungen sowie den Herren Prof. L. Cremer und Prof. C. W. Kosten für die beim III. Internationalen Kongreß für Akustik in Stuttgart, September 1959, vorgetragenen Diskussionsbeiträge.

(Eingegangen am 13. März 1960.)

Schrifttum

 Slavíκ, J. B., Die Akustik des Kinos. Tschechoslowakischer Filmverlag, Prag 1947.

[2] KOLMER, F., Die Schallschluckgerade einiger akustischer Materialien. Schlußbericht d. Forschungsinst. f. Ton-, Bild- und Reproduktionstechnik, No. 21/52.

[3] Kolmer, F., Die Schallschluckgrade von Materialien und ihre Gewinnung durch die Nachhallmethode. Slabopr. Obz. 17 [1956], 500. [4] Faiman, Z., Klimeš, B., Kolmer, F., Ledrer, J., Slavík, J. B. und Tichý, Problematik der Schallschluckfähigkeit von Materialien. Staatsverlag f. technische Literatur, Prag 1957.

[5] Kolmer, F., Die Messung des Schallabsorptionsgrades im Hallraum in Abhängigkeit von der Anordnung des Materials. Hochfrequenztechnik u. Elektroakustik 67 [1959], 153.

[6] MEYER, E. und KUTTRUFF, H., Akustische Modellversuche zum Aufbau eines Hallraumes. Nachr. Wiss. Göttingen 6 [1958], 97.

[7] Kosten, C. W., International Comparison Measurements in the Reverberation Room. Acustica 10 [1960], 400.

[8] ISO/TC 43 (Stockholm 17) 20, Proposal for a Draft ISO Recommendation for the Measurement of the Absorption Coefficient in a Reverberation Room (1958).

[9] Minařík, V., Ein selektiver Mikrofonverstärker mit einem 1/3-Oktave-RC-Filter. Schlußbericht d. Forschungsinst. f. Radiokommunikation P-192 (1955).

[10] Burkon, V., Ein NF-Rauschgenerator mit einem 1/3-Oktave-RC-Filter. Schlußbericht d. Forschungsinst. f. Radiokommunikation P-192 (1955).

[11] Krňák, M., Die Meßmethode im Hallraum. Schlußbericht — Betriebsforschung f. Rundfunk u. Fernsehen P-192 (1955).

[12] Morse, P. M., Vibration and Sound. McGraw Hill 1948.

[13] WATERHOUSE, R. V., Precision of Reverberation Chamber Measurements of Sound Absorption Coefficients, III. Internationaler Kongreß f. Akustik, Stuttgart 1959.

[14] Morse, P. M. und Bolt, R. M., Sound Waves in Rooms. Rev. Mod. Phys. 16 [1944], 69.

[15] CREMER, L., Die wissenschaftlichen Grundlagen der Raumakustik, Band III. Hirzel-Verlag, Leipzig 1950.

[16] Weyl, H., Mathematische Annalen 71 [1912], 441.

Buchbesprechung

H. W. Theil, Saalbau. Leinen, DIN A 4, 200 Fotos, 771 Zeichnungen und 2 Farbtafeln, 259 Seiten, erschienen Nov. 1959 im Verlag Callwey, München. Preis 54, – DM.

Der Akustiker ist leicht geneigt, die Hörsamkeit eines Konzertsaales oder eines Theaters für das wichtigste des ganzen Baues zu halten. Ich möchte ihm — zumal in einer akustischen Zeitschrift — hierin recht geben; glaube jedoch, daß es gelegentlich sehr nützlich ist, wenn er sich mit den vielen gleichfalls beim Saalbau zu beachtenden Dingen, die mit den Stichworten Raumform, Saalgröße, Bodenerhöhung, Fassungsvermögen, Mehrzweckesaal, Sonnenschutz, Verdunklung, Bestuhlung, Foyer, Podium, Bühne, Beleuchtung, elektroakustische Anlagen, Heizung, Lüftung, Sicherheitseinrichtung usw. umrissen seien, befaßt. Nur so vermag er die Forderungen, die er für die Hörsamkeit zu stellen hat, in sinnvoller Beziehung zu sehen und seine Wün-

sche an den Architekten und an andere Stellen richtig einzuordnen.

In dem vorliegenden Werk findet sich eine übersichtliche Zusammenstellung all dessen, was beim Saalbau beachtet werden muß. Auch wird in einem Kunstdruckbildteil ein guter Überblick über die bemerkenswertesten Saalbauten des letzten Jahrzehnts gegeben. Hierbei ist jedes Objekt ausführlich durch Grundrisse, Schnitte und Photographien erläutert. Mit viel Geschick wurden die einzelnen Zeichnungen ausgewählt; auch ist der gesamte umfangreiche Stoff sinnvoll und übersichtlich aufgeteilt worden.

Das Buch ist von einem Architekten in erster Linie für Architekten geschrieben. Sicherlich werden jedoch auch Akustiker von dem Handbuch profitieren können. Raumakustische Probleme wurden von Dr.-Ing. Werner Zeller, elektroakustische Anlagen von Adolf Strässer bearbeitet.

M. Grützmacher

UNTERSUCHUNG EINES RESONANZKASTENS AUF GRUND SEINER SCHWINGUNGSFORMEN

von A. Keller

Institut für Angewandte Physik der Universität Mainz *

Zusammenfassung

Es wurden die Schwingungsformen eines trapezförmigen Resonanzkastens untersucht. Neben den klassischen Knotenlinien, die bei niedrigen Frequenzen zu beobachten sind, treten von etwa 800 Hz ab Knotenpunkte auf, um welche die Schwingungsphase sich stetig von 0° bis 360° verändert. Die Bildung der Knotenpunkte läßt sich mit Hilfe eines einfachen Modells erklären, wonach sich zwei Systeme stehender Biegungswellen nach zwei senkrechten Vorzugsachsen überlagern. Auf Grund der Meßergebnisse und ihrer Interpretation kann man die mittleren Eigenfrequenzen des Resonanzkastens berechnen. Dies läßt theoretische Schlußfolgerungen auf die akustischen Eigenschaften des Kastens zu.

Sommaire

L'étude des formes de vibration d'une caisse de résonance trapézoïdale montre que, à côté des lignes nodales classiques obtenues aux basses fréquences, il se forme à partir d'environ $800~\mathrm{Hz}$ des zones nodales autour desquelles la phase du mouvement varie de façon continue de 0° à 360° . L'existence de ces zones s'explique à l'aide d'un modèle simple par la superposition, suivant deux axes de propagation perpendiculaires, de deux systèmes d'ondes transversales stationnaires. Le calcul des fréquences propre moyennes de la caisse, effectué à partir des résultats expérimentaux et de leur interprétation, permet de tirer des conclusions théoriques sur les qualités acoustiques de celle-ci.

Summary

The mode of vibration of a trapezoidal resonance box was investigated. Besides the classical nodal lines observed at low frequencies nodal points are found for frequencies of about $800\,\mathrm{c/s}$ and more. Around these nodal points the phase is continously changing from 0° to 360° . Nodal points are explained from a simple model with two superimposed systems of standing bending waves with orthogonal privileged directions. From the measuring results and their interpretation the mean natural frequencies of the resonating body are calculated. This enables one to draw theoretical conclusions with respect to the acoustical properties of the box.

1. Problemstellung

Von den Musikinstrumenten, deren akustische Gesetzmäßigkeit man untersucht hat, zog die Violine stets in besonderem Maße die Aufmerksamkeit der Physiker auf sich. Die Schwierigkeit, die Klangeigenschaften eines Instrumentes richtig subjektiv zu werten, womit die Frage nach der Echtheit der alten Meistergeigen sowie das Problem der Begutachtung der modernen Nachahmungen eng verknüpft sind, haben die Wissenschaftler veranlaßt, eine physikalische Bestimmung dieser Eigenschaften zu erforschen. Aus den bis heute vorgenommenen Untersuchungen geht hervor, daß die Qualität eines Instrumentes sich durch zwei Grundeigenschaften bestimmen läßt:

 seine "Ansprechfähigkeit", das heißt, vom Instrumentalisten aus gesehen, die Leichtigkeit, mit der die Geigenklänge beim Anstrich ihre volle Lautstärke mit der gewünschten Klangfarbe erreichen. seine "Tragfähigkeit", das heißt, vom Hörer aus gesehen, die auch noch in der Ferne mehr oder weniger wirksame Schallabstrahlung.

Verschiedene Meßmethoden wurden seit etwa 30 Jahren in Deutschland [1] sowie in den USA [2], schließlich auch in Japan [3] zur systematischen Untersuchung dieser beiden Eigenschaften entwickelt.

1.1. Untersuchung der Ansprechfähigkeit

Drei Meßmethoden — Aufzeichnung der Resonanzkurve, Spektralanalyse des Klanges, Aufnahme der Einschwingvorgänge — wurden besonders von Backhaus und Lottermoser [1] zur akustischen Prüfung hervorragender Meistergeigen angewendet. Die Resonanzkurve stellt im ganzen Frequenzbereich der Violine und für eine konstante sinusförmige Anregung die Frequenzlage bzw. Frequenzbreite der Schalldruck-Maxima und -Minima der abgestrahlten Töne dar. Sie läßt im allgemeinen zwei

^{*} Dissertation, Mainz 1959.

Gebiete starker Resonanz erkennen: um .260 Hz liegt eine breite Resonanz, die auf die Einwirkung der Eigenfrequenz des Kastenhohlraumes zurückzuführen ist, und um 580 Hz bemerkt man eine zweite breite Resonanz, die bisher als Hauptresonanz des Kastenkörpers bezeichnet wurde. Die Klangspektren machen es möglich, den Obertongehalt der normalerweise durch Bogenanstrich erzeugten Klänge zu analysieren. Ihre Auswertung ist durch Einführung der Formantbereiche gesungener Vokale erleichtert. Es erwies sich also als besonders vorteilhaft, wenn die Spektren dem von Rohloff vorgeschlagenen Typ analog sind [4]: Bei diesem Typ sind die Partialtöne niederer Ordnung, die den u-o- und a-Formanten (200 bis 1200 Hz) entsprechen, am stärksten ausgeprägt, darauf folgen bei wachsender Ordnungszahl zunächst ein Minimum im Bereich der Nasalklänge (um 1500 Hz), dann eine Gruppe von Partialtönen mit stärkerer Amplitude im Bereich der e- und i-Formanten (2000 bis 3500 Hz). Die beiden vorstehend genannten Meßmethoden beziehen sich auf den stationären Schwingungszustand der Violine, sie bedürfen jedoch noch der Ergänzung durch Aufzeichnung der Einschwingvorgänge, die bei Einschaltung einer sinusförmigen Anregungskraft ablaufen. Die Untersuchung der Einschwingvorgänge ermöglicht u. a. die Berechnung der Dämpfung, die den mehr oder weniger großen mechanischakustischen Wirkungsgrad des von der Violine gebildeten Schwingungssystems bedingt.

Keine dieser Meßmethoden darf in ihren Ergebnissen isoliert ausgewertet werden, vielmehr ergänzen sie sich und bieten dadurch eine Anzahl quantitativer Daten, die sich auf die Ansprechfähigkeit des untersuchten Instrumentes beziehen. Es wird also gerade ein solches Instrument, dessen Resonanzkurve vor allem in dem Gebiet der a-Formanten keine Tonlücke aufweist, dessen Klangspektren in allen Lagen die Ausgeglichenheit des Partialtonaufbaues der Klänge zur Geltung bringen und das sich außerdem noch infolge seiner schwachen Dämpfung durch einen erhöhten Wirkungsgrad auszeichnet, alle Aussicht haben, den besten Meistergeigen in ihrer Ansprechfähigkeit nahezukommen.

1.2. Untersuchung der Tragfähigkeit

Zwei Meßmethoden beziehen sich auf die Untersuchung der Geige vom Gesichtspunkt ihrer Tragfähigkeit: die Aufzeichnung der Richtcharakteristiken, die darin besteht, für jede Meßfrequenz die um das Instrument herum gemessenen Schalldruckwerte auf ein Polardiagramm zu übertragen und die Aufnahme der Schwingungsbilder, die wiederum darin besteht, die Oberfläche von Decke und Boden Punkt für Punkt abzutasten, wobei für jeden Meß-

punkt die Amplitude und die Phase der Schwingung zu ermitteln sind. Bei diesen beiden Methoden wird das Instrument sinusförmig in Schwingung versetzt. Die von Backhaus und Meinel [1] durchgeführten Messungen von Richtcharakteristiken lassen erkennen, daß zumindest bei den niedrigen und mittleren Frequenzen (200 bis 800 Hz), die von der Violine abgestrahlte Welle von der Art einer Kugelwelle ist, was zur Erklärung der Schwingungsbilder berechtigt, sich des Vergleiches mit den Idealtypen von Kugelstrahlern 0., 1. und 2. Ordnung zu bedienen. Aus den von Backhaus und Arns [1] vorgenommenen Untersuchungen der Schwingungsformen geht also hervor, daß die guten Geigen die besondere Eigenschaft haben, um 300 Hz ähnlich wie ein Kugelstrahler 1. Ordnung und gegen 800 Hz wie ein Kugelstrahler 0. Ordnung zu schwingen.

Wenn die bis heute durchgeführten Messungen der Schwingungsformen eine Anzahl einzelner Schlußfolgerungen über die Schallabstrahlung der Violine zulassen, so haben sie jedoch noch keine Erklärung gegeben, wie die mit der Frequenz sich ändernden Schwingungsbilder zustande kommen. Es ist ferner eine störende Erscheinung zu beobachten, nämlich das Auftreten von Zonen, die mit verschobenen Phasen schwingen. Ihre Bedeutung ist anscheinend unbeachtet geblieben. Ziel dieser Arbeit ist es, auf Grund genauer Messungen der Schwingungsformen eines einfach geometrisch geformten Resonanzkastens eine Erklärung für die erhaltenen Schwingungsbilder und die dabei zutage tretenden Störungen zu finden, um dann Schlußfolgerungen über das Schwingungsverhalten der Violine ziehen zu können.

2. Meßverfahren

Um leichter zu interpretierende Ergebnisse zu erhalten, wurden die Messungen an einem Resonanzkasten trapezoidaler Form durchgeführt, der jedoch dieselbe Hohlraumresonanz und eine ähnliche Bauart wie die Violine besitzt. Der Kasten ist aus Fichtenholz mit sehr regelmäßiger Faserstruktur gebaut, die Faserrichtung ist ebenso für die Decke wie für den Boden parallel zur Symmetrieebene des Instrumentes. Der Kasten wird mit Hilfe einer schwingenden Stahlsaite, die über die Mitte der oberen Kante des Steges läuft und die elektromagnetisch parallel zur Decke angeregt wird, in Schwingung versetzt. Da die Schwingungsamplituden der Saite sehr gering sind, erreicht man eine vollkommene, sinusförmige Anregungsart, außerdem noch symmetrisch ist und die Kippschwingungen hervorruft, die der Steg bei normalem Bogenanstrich in seiner Ebene ausführt.

Die zur Bestimmung der Schwingungsformen gebaute Meßeinrichtung besteht aus einer piezoelektrischen Meßsonde von großer Empfindlichkeit $(5\,\mathrm{mV/m}\mu),$ die ein punktförmiges Abtasten des Kastens ermöglicht. Diese Einrichtung umfaßt außerdem ein elektronisches Voltmeter sowie einen elektronischen Phasenmesser, die eine gleichzeitige Messung von Amplitude und Phase der von der Meßsonde gelieferten Spannung mit einer Genauigkeit von $\pm\,2\%$ erlauben. Bei der Phasenmessung ist die konstante Anregungsspannung als Bezugsbasis ge-

DK1 RC-Schaligedämpfter Generator Leistungsverstärker Anregung [[[]] Meßpunkt Bezugspunkť W Elektronen Meß-Bezugsspannung Schalter spannung Oszillograph Vorverstärker Stabilis Phasenempf NF-Vor-Netzgerät Detektor verstärker verstärker Vergleichs-Verstärker Verstärker stufe Gleichricht. Detektor Vergleichsm۷ spannung

Bild 1. Blockschaltbild der gesamten Meßeinrichtung.

nommen. Da der phasenempfindliche Detektor den Vergleich zweier konstanter Spannungsvektoren erfordert, bringt man mit einem Signal-Amplitudenregler die in einem Verhältnis von 100 zu 1 veränderliche Meßspannung auf einen konstanten Wert. Auf dem Schaltbild sind die Regelstrecke und die Regelschleife zu erkennen (Bild 1). Da auf der Skala des Phasenmessers die Phase immer um 180° unbestimmt ist, vergleicht man zur Beseitigung dieser Unzulänglichkeit das Meßsignal mit dem Bezugssignal auf dem Schirm eines Oszillographen. Eine zweite feststehende Sonde stellt fest, ob der Kontakt der Meßsonde den Schwingungszustand des Kastens nicht beeinträchtigt, eine Bedingung, die während aller Messungen erfüllt wurde.

3. Meßergebnisse

Um eine ausreichend genaue Aufzeichnung der Schwingungsformen zu erhalten, war es erforderlich, Decke und Boden des Resonanzkastens em für cm abzutasten (was für jede Frequenz etwa 1100 Meßpunkte bedeutet). Im Bereich der auf der Violine erzielten Frequenzen von g₀ (193 Hz) bis g₄ (3100 Hz) wurden pro Oktave zwei Messungen vorgenommen. Während der Messungen wurde festgestellt, daß die Schwingungsform für eine bestimmte Frequenz unabhängig von der Anregungsamplitude ist. Es ergab sich ferner, daß jeder abgetastete Punkt bei allen Meßfrequenzen und bei jeder beliebigen Anregungsamplitude vollkommen sinusförmig schwingt. Bei der graphischen Darstellung der Schwingungsformen bedeuten die schraffierten Flächen eine gegenphasige Schwingung gegenüber den weiß gelassenen. Die vom Inneren zum Äußeren des Kastens verlaufende Richtung gilt als positiv für die Auslenkung.

3.1. Schwingungsformen mit Knotenlinien

Die bei den tiefen und mittleren Frequenzen erhaltenen Schwingungsbilder (Bild 2) sind von einfacher Form und zeigen scharf ausgeprägte Knotenlinien. Die Phase der Bewegung ist entweder 0° oder 180°, es bildet sich also auf Decke und Boden ein System stehender Biegungswellen.

Auf jedem Bild kann bemerkt werden, daß eine Knotenlinie ungefähr in der Mitte zwischen den Füßen des Steges hindurchgeht. Unter der Einwirkung der Anregungssaite führt der Steg also tatsächlich Kippschwingungen um eine zu seiner Ebene senkrecht gedachte Achse aus. Ferner stellt man auf der Decke fest, daß die maximale Amplitude in der Höhe des Steges bei den f-Löchern erreicht wird (siehe Verteilung der Schwingungsamplituden bei g₀). Der Stimmstock überträgt die Schwingungen

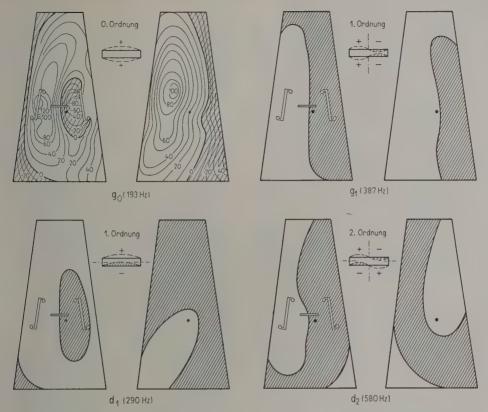


Bild 2. Schwingungsformen mit Knotenlinien (bei g_0 sind die Schwingungsamplituden in m μ angegeben).

des rechten Fußes des Steges mit gleicher Phase und Amplitude auf den Boden; der Baßbalken folgt der Bewegung des linken Fußes und bringt somit einen großen Teil der Decke in die gleiche Schwingung.

Bei g₀ schwingen der größte Teil des Bodens unter der Einwirkung des Stimmstocks und der größte Teil der Decke unter der Einwirkung des Baßbalkens gleichphasig. Hier wird in fast vollkommener Weise ein Schallerzeuger verwirklicht, der dem Idealtyp eines Strahlers O. Ordnung ähnlich ist. Dieser bietet für die Schallabstrahlung der tiefen und mittleren Frequenzen die günstigsten Voraussetzungen. Hier sieht man, wie in diesem Frequenzbereich die vom Baßbalken und dem Stimmstock bewirkte Asymmetrie eine einfache und günstige Schwingungsform des Resonanzkastens ermöglicht.

Bei d₁, eine Frequenz, die in die Bandbreite der Hohlraumresonanz fällt, schwingen der größte Teil der Decke und des Bodens gegenphasig. Der Resonanzkasten nähert sich so einem Strahler 1. Ordnung. Es liegt auf der Hand, daß ein solcher Strahlertyp, der sich um so ungünstiger auswirkt, je niedriger die Frequenz ist, den Einfluß der Hohl-

raumresonanz verringert. Wenn der Resonanzkasten bei dieser Frequenz als Nullstrahler vibrierte, würde sich diese Resonanz allzu stark bemerkbar machen ¹.

Bei g₁ sind Decke und Boden durch eine Knotenlinie, die ungefähr der Symmetrieachse folgt, in je zwei gegenphasig schwingende Flächen geteilt. Es scheint, daß bei dieser Frequenz eine Biegungswelle sich senkrecht zu der Faserrichtung ausbreitet und an den Rändern, die hier Knotenlinien darstellen, reflektiert wird und daß eine Wellenlänge der Breite des Kastens in der Höhe des Steges gleich ist. Man erkennt hier einen Strahler 1. Ordnung. Bei d₂ nähert sich die Schwingungsform im Groben der eines Strahlers 2. Ordnung.

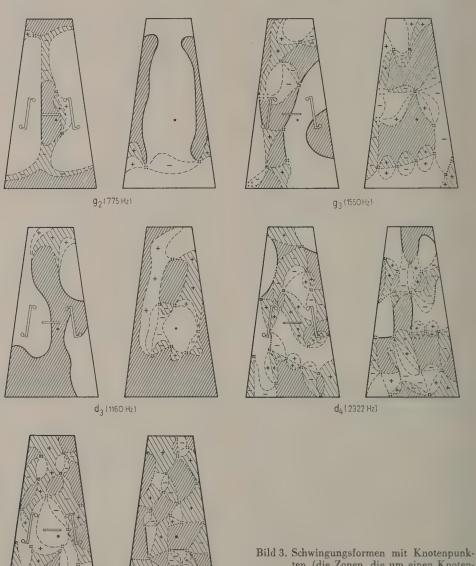
Diese Untersuchung zeigt, daß bei tiefen und mittleren Frequenzen der trapezförmige Resonanzkasten gleiche Schwingungsformen aufweist, wie sie bis heute mit Instrumenten traditioneller Form gemes-

¹ Der Schallstärkenunterschied zweier identischer Kugeln (deren Volumen dem des Kastens entspricht), die mit gleicher Amplitude, die eine als Strahler 0. Ordnung und die andere als Strahler 1. Ordnung, schwingen, wird bei 300 Hz ungefähr 11 dB betragen.

sen wurden. Dies würde bedeuten, daß bei sonst gleichen Verhältnissen und für diesen Frequenzbereich die äußere Form des Resonanzkastens keinen entscheidenden Einfluß auf seine Schallabstrahlung hat.

3.2. Schwingungsformen mit Knoten punkten

Bei g₂ und dann bei allen höheren Frequenzen weisen die Schwingungsformen (Bild 3) gegenüber denen, die in Absatz 3.1. beschrieben wurden, zwei



ten (die Zonen, die um einen Knotenpunkt mit verschobenen Phasen schwingen, sind nach der obigen Darstellung schraffiert).

-150° 180° -150° -90° -30° -30°

g4(3100 Hz)

grundsätzliche Unterschiede auf:

- Die Knotenlinien werden unscharf oder verschwinden vollständig, um durch Knotengebiete ersetzt zu werden.
- Es erscheinen Zonen, in denen die Phase sich von Meßpunkt zu Meßpunkt stetig verschiebt und dabei alle Werte von 0° bis 360° durchläuft.

Daraus ergibt sich, daß bei hohen Frequenzen auf dem Resonanzkasten kein System stehender Wellen mehr entsteht, so wie es bei niedrigen Frequenzen beobachtet wurde.

Die Schwingungsart des Steges weicht jetzt bei bestimmten Frequenzen von der bereits beobachteten ab. Während bei d3 und g3 der Steg die schon beschriebenen Drehschwingungen ausführt, schwingen dagegen bei g2 und g4 die beiden Stegfüße gleichphasig, das heißt der Steg schwingt in seiner Ebene senkrecht zur Decke. Wie es für diese beiden Frequenzen beobachtet wurde, führt die Saite eine ellipsenförmige Bewegung aus und es entsteht senkrecht zur Decke eine Komponente der Anregungskraft, die als einzige dazu dient, den Kasten in Schwingungen zu versetzen. Dadurch, daß der Kasten mit der Saite über den Steg gekoppelt ist, zwingt er sie, eine Schwingungsart auszuführen, die seiner Eigenschwingungsform entspricht. In dieser Beziehung zeigte es sich, daß dann, wenn die Anregungsfrequenz einen solchen Wert hat, daß sich an einer Stelle des Kastens eine Eigenwelle bilden kann, diese unabhängig von der Anregungsrichtung auf-

Von d_3 ab wird die Dichte der Knotenpunkte stärker; Decke und Boden werden in kleine Flächenteile gegliedert, die gegenphasig arbeiten, so daß der Kasten einem Strahler hoher Ordnung gleichkommt. Trotz ihrer komplizierten Form ermöglichen die Schwingungsbilder eine aufschlußreiche Beobachtung. Wir sehen bei g_3 im unteren Teil des Bodens das aus vier Knotenpunkten geformte charakteristische Bild, das ebenso bei d_4 auf der Decke und dem Boden wieder erscheint und die nachfolgenden besonderen Merkmale zeigt:

- Die Knotenpunkte sind ungefähr senkrecht zu den Fasern im gleichen Abstand voneinander ausgerichtet.
- 2. Die so gebildete Reihe der Knotenpunkte trennt zwei Gebiete, die gegenphasig schwingen. Zonen mit verschobenen Phasen, deren Vorzeichen von einem Abstand zum anderen wechseln, verbinden die Knotenpunkte untereinander. Die Linien gleicher Phasen durchlaufen die Knotenpunkte, die Linien gleicher Phase +90° bzw. -90° stimmen mit der Anordnungsrichtung überein.

Um eine bessere Übersicht über die Schwingungsart des Kastens um einen Knotenpunkt herum zu bekommen, wurde eine sehr genaue Messung vorgenommen, die zu folgenden Erläuterungen führt:

- 1. Die Phase φ verändert sich stetig um den Knotenpunkt im ganzen Bereich von 0° bis 360°, aber ihr Gradient ist nicht konstant; ist α das Azimut eines Punktes, so ist der Quotient $\mathrm{d}\varphi/\mathrm{d}\alpha$ eine Funktion $\mathrm{f}(\alpha)$. Diese Funktion scheint von der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Biegungswellen in der Holzplatte abzuhängen.
- 2. Die um den Knotenpunkt veränderliche Amplitude durchläuft vier Maxima beziehungsweise vier Minima; die Minima stimmen mit den gleichphasigen Linien 0°, 90°, 180° und -90° überein

Die mit Hilfe eines Trickfilmes verlangsamte Wiedergabe dieses Schwingungsvorganges läßt den Eindruck entstehen, als würde sich eine Welle mit veränderlicher Geschwindigkeit um den Knotenpunkt ausbreiten, indem sie eine Ganzdrehung pro Periode um diesen macht.

Als Vergleich wurden Messungen von Schwingungsformen auf einer handgearbeiteten Geige durchgeführt. Wie auf dem Kasten ist bei hohen Frequenzen sowohl auf der Decke als auch auf dem Ahornboden das gleichzeitige Auftreten von Knotenpunkten und Zonen mit verschobenen Phasen beobachtet worden.

4. Auswertung der Meßergebnisse

4.1. Theoretische Schwingungsbilder²

Wir betrachten eine solche Holzplatte, wie sie für den Bau des Resonanzkastens verwendet wurde, aber von rechteckiger Form; die Fasern laufen parallel zu der längeren Seite des Rechtecks (Bild 4).

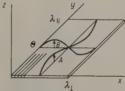


Bild 4. Überlagerung zweier senkrechter Systeme stehender Biegungswellen auf einer Holzplatte.

Es wird vorausgesetzt, daß alle Bedingungen erfüllt sind, damit ein System von stehenden Biegungswellen einmal in paralleler Richtung zu den Fasern und zum anderen senkrecht zu ihnen 3 gebildet werden kann. Wir nehmen an, daß diese beiden Wellen

² Bei der Interpretation der Meßergebnisse haben wir die Erklärung Wheatstone's über die Chladnischen Klangfiguren entwickelt [5].

³ In der Folge werden diese beiden Richtungen als "parallele Richtung" und "senkrechte Richtung" bezeichnet.

um einen Phasenwinkel θ verschoben sind. Werden die beiden Wellensysteme summiert, so ergibt sich für die Auslenkung in einem Punkt

$$z = A \sin \alpha y \cos \omega t + B \sin \beta x \cos(\omega t - \theta)$$
,

wo

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda_{||}}, \quad \beta = \frac{2\pi}{\lambda_{\perp}}.$$

Dieser Ausdruck hat folgende Form:

$$z = C \cos(\omega t - \varphi)$$
.

Es ergibt sich für die Amplitude und Phase

$$C = \sqrt{(A\sin\alpha y + B\sin\beta x\cos\theta)^2 + (B\sin\beta x\sin\theta)^2},$$

$$\tan\varphi = \frac{B\sin\beta\,x\sin\theta}{A\sin\alpha\,y + B\sin\beta\,x\cos\theta}\,.$$

Bild 5 stellt die berechneten Schwingungsbilder eines Rechtecks mit den Seiten $\lambda_{||}$ und λ_{\perp} dar (vorläufig setzt man $\lambda_{||}=2\,\lambda_{\perp}$, wobei x und y als veränderliche und A, B und θ als Parameter genommen wurden). Diese Bilder zeigen deutlich die Bildung von Knotenpunkten, um welche die Phase sich stetig von 0° bis 360° verändert. Eine für $\theta=90^{\circ}$ und A=B durchgeführte Amplitudenuntersuchung zeigte,

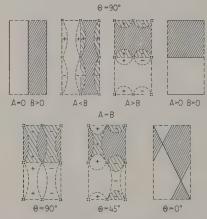


Bild 5. Theoretische Schwingungsbilder einer rechteckigen Holzplatte.

daß diese um einen Knotenpunkt herum durch vier Maxima beziehungsweise vier Minima läuft und daß die Maxima mit den Linien gleicher Phase $0^{\circ}, +90^{\circ}, 180^{\circ}$ und -90° übereinstimmen. Theoretisch findet man also Schwingungsbilder, die genau die gleichen Eigenschaften wie die experimentellen Bilder haben. Um sich hiervon zu überzeugen, sind vor allem die folgenden theoretischen Bilder mit den entsprechenden Schwingungsformen des Kastens zu vergleichen: $\theta=90^{\circ},\ A\!<\!B$, mit der Decke bei g2; $\theta=90^{\circ},\ A\!>\!B$, mit dem Boden bei g3; $\theta=45^{\circ},\ A=B,$ mit dem Boden bei d3.

Daraus läßt sich schließen, daß die charakteristischen Schwingungsbilder, die auf einem begrenzten Feld des Resonanzkastens zu beobachten sind, sich durch Überlagerung zweier senkrechter und um einen Phasenwinkel θ verschoben stehende Wellen erklären lassen. Der Resonanzkasten hat mehrere Eigenschwingungen, die entweder in paralleler oder senkrechter Richtung verlaufen und die Resonanz wiederholt sich für jede von ihnen. Ist die Anregungsfrequenz gleich einer Resonanzfrequenz in einer Richtung und fällt sie aus der Bandbreite einer Resonanz in senkrechter Richtung, so wird θ etwa 90° erreichen; liegt sie dagegen außerhalb oder zwischen diesen zwei Resonanzfrequenzen, so nimmt θ einen Wert zwischen 0 und 90° bzw. 90° und 180° an.

4.2. Berechnung der Eigenschwingungen des Resonanzkastens

Die vorstehende Hypothese entspricht der Annahme, daß für die Ausbreitung der Biegungswellen zwei senkrechte Vorzugsachsen in der Holzplatte vorhanden sind. Es wurde soeben nachgewiesen, daß das Schwingungsverhalten getrennt nach diesen beiden Achsen zu betrachten ist, um die Schwingung der Platte zu erhalten. In ähnlicher Art verfahren wir bei der Berechnung der Eigenfrequenzen, indem die Decke — und ebenso der Boden — gleichsam unter der Gestalt zweier in der Richtung der Vorzugsachsen liegender Stäbe betrachtet werden. Wir wollen zuerst die dynamischen Elastizitätsmodulen von Fichtenholz bestimmen.

Bei einem Stab hängt die Ausbreitungsgeschwindigkeit von der Frequenz ab; es gibt nämlich für einen Stab mit rechteckigem Querschnitt:

$$c^2_{\text{bieg}} = \pi \nu d \sqrt{\frac{E}{3 \varrho}}$$
.

Darin ist E der dynamische Elastizitätsmodul, d die Dicke und $\varrho=0.4$ g/cm³ die Dichte. Auf Grund der Schwingungsbilder des Kastens ist es möglich, bei einigen Frequenzen die Wellenlängen $\lambda_{||}$ und λ_{\perp} und demzufolge $c_{||}$ und c_{\perp} zu bestimmen (Bild 6). Wir erhalten dann für die dynamischen Elastizitätsmodulen

$$E_{\parallel} = 5400 \text{ kp/mm}^2$$
, $E_{\perp} = 190 \text{ kp/mm}^2$

und für die Ausbreitungsgeschwindigkeiten

$$c_{||} = 14,55 \sqrt{v d}$$
, $c_{\perp} = 6,32 \sqrt{v d}$.
 $(c \text{ in m/s}, d \text{ in cm}, v \text{ in Hz})$.

Für eine gegebene Frequenz und Dicke is $c_{||} = 2,3 \ c_{\perp}$.

Bei der Berechnung der Eigenfrequenzen nehmen wir an, daß an den Stabenden eine Einspannung in der Art einer Gelenkbefestigung vorhanden ist (die mit der Annahme einer festen Einspannung ermittelten Eigentöne stimmen mit den beobachteten

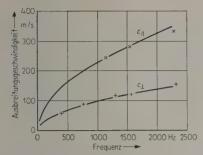


Bild 6. Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Biegungswellen in einer Fichtenholzplatte (Dicke 0,25 cm).

Resonanzen nicht überein). Die Stablänge beträgt dann ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge, die Eigenfrequenzen folgen der Beziehung

$$v_n = \frac{\pi}{4} n^2 \frac{d}{L^2} \sqrt{\frac{E}{3 \varrho}}, \quad n = 1, 2, 3 \dots$$

Für die Berechnung der Eigenfrequenzen in paralleler Richtung wird $L_{||}$ gleich der Länge des Kastens genommen. In senkrechter Richtung liegt jede Eigenfrequenz infolge der fortschreitenden Veränderung der Kastenbreite zwischen zwei Grenzwerten. Man nimmt also den Mittelwert von ν_{\perp} , woraus sich der Mittelwert \overline{L}_{\perp} ergibt (bei der Violine wurde derselbe Wert für \overline{L}_{\perp} erhalten). Die berechneten Eigenfrequenzen des Kastens sind in Tabelle I zusammengestellt.

Tabelle I.

Berechnete Eigenfrequenzen des Resonanzkastens in paralleler und senkrechter Richtung zu den Fasern.

Eigenschwingungen	ν_1	ν_2	ν_3	ν_4	ν_5
in paralleler Richtung	97	388	873	1550	2425 Hz
in senkrechter Richtung	125	500	1125	2000	3125 Hz

5. Schlußfolgerungen

Bild 7 stellt die Eigentöne des Resonanzkastens dar, wo rein schematisch die Ausbreitung der Resonanzen in senkrechter Richtung berücksichtigt wurde. Vor der Diskussion der einzelnen Resonanzen ist zu bemerken, daß die Eigenschwingungen $\nu_{||2}$ und $\nu_{||4}$ schwer auf der Decke hervortreten können, da der

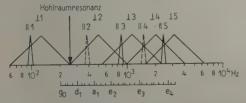


Bild 7. Schematische Darstellung der berechneten Resonanzen des Kastens.

Steg sich genau an der Stelle befindet, wo eine Knotenlinie zu finden sein müßte.

Die Resonanzen $\nu_{||1}$ und $\nu_{\perp 1}$ entstehen unterhalb des Frequenzgebietes der Violine. Es scheint eine allgemeine Regel bei Musikinstrumenten zu sein, die Verstärkung, die durch Resonanz bei der Grundschwingung erzeugt wird, zu vermeiden; diese Resonanz würde sich allzu stark bemerkbar machen. Die Hohlraumresonanz füllt die Lücke, die zwischen ν_{\perp_1} und $\nu_{\perp 2}$ erscheint. Die Resonanz $\nu_{\perp 2}$ tritt besonders leicht hervor, da in diesem Frequenzbereich der Bogenstrich parallel zur Decke geführt wird und naturgemäß eine Knotenlinie zwischen den Stegfüßen entsteht; die Schwingungsform ist hier von 2, Ordnung. Die Resonanz $\nu_{i|3}$ fällt in den Bereich der a-Formanten, die für die Qualität des Klanges von großer Bedeutung sind. Die Länge der Decke ist drei halben Wellenlängen gleich, woraus sich erklären läßt, warum in diesem Frequenzbereich der Steg senkrecht zu der Decke schwingt. In dem Bereich der Nasal-Formanten kommt keine Resonanz zum Vorschein; dagegen treten im Bereich der eund i-Formanten die Resonanzen $\nu_{\perp 4}$, $\nu_{||5}$ und $\nu_{\perp 5}$ auf, die dem Klang seinen Glanz verleihen. Bild 7 zeigt, daß die Knotenpunkte erst ab etwa 800 Hz erscheinen können.

Aus dieser Erörterung geht hervor, daß es möglich ist, aus der Berechnung der Eigentöne eine Gesamterklärung zu dem Schwingungsverhalten und den einzelnen akustischen Eigenschaften der Violine zu geben. Zusammenfassend sei gesagt, daß diese Berechnungsmethode bei einem Resonanzkasten die folgenden Möglichkeiten gibt:

- 1. Seine Hauptresonanzen zu berechnen und somit also die Tonzusammensetzung der erzeugten Klänge im voraus ziemlich genau zu bestimmen.
- Annähernd im voraus die Ordnung des theoretischen Schallabstrahlers zu bestimmen, mit welchem der Kasten gleichgesetzt werden kann und zu ermitteln, von welcher Frequenz ab Knotenpunkte auftreten können.

Für sein stets förderndes Interesse an dieser Arbeit möchte ich Herrn Prof. Dr. H. Klumb, Direktor des Institutes für Angewandte Physik, aufrichtig danken. Besonderen Dank schulde ich auch Herrn Dr. med. Bayle von der Französischen Botschaft in Bad Godesberg, der meinen Aufenthalt in Deutschland ermöglicht hat.

(Eingegangen am 29. Februar 1960.)

Schrifttum

BACKHAUS, H., Naturwiss. 17 [1929], 811; Z. f. Phys. 62 [1930], 143; 72 [1931], 218; Z. techn. Phys. 13 [1932], 31.
 BACKHAUS, H. und WEYMANN, G., Akust. Z. 4 [1939], 302.

Meinel, H., Akust. Z. 2 [1937], 22; 4 [1939], 89. von Bekesy, G., Akust. Z. 3 [1938], 21. Skudrzyk, E., Acta Phys. Austr. 8 [1948], 52.

Arns, U., Dissertation, Karlsruhe 1955; Grav. Bl. 11 [1957], 92.

LOTTERMOSER, W. und LINHARDT, W., Acustica 7 [1957], 281.

LOTTERMOSER, W., Acustica 8 [1958], 91. Eggers, F., Acustica 9 [1959], 453. (Nach Redaktion vorliegender Arbeit erschienen.)

- [2] SAUNDERS, F. A., J. acoust. Soc. Amer. 9 [1937], 81.
- [3] Kohashi, Y. und Tokita, Y., Bull. Kobayasi 1 [1951], 247; 4 [1954], 194.
- [4] TRENDELENBURG, F., Einführung in die Akustik, 2. Aufl., Springer Verlag, Berlin 1950.
- [5] KALÄHNE, A., Müller. Pouillet, Lehrbuch der Physik, 2. Aufl., Vieweg Verlag, Braunschweig 1929, 1/3, 186.

EXPERIMENTAL STUDY OF SINGING VANES

by A. E. Brown *

Admiralty Research, Laboratory, Teddington

Summary

Using model vanes in a 30-inch water tunnel, the basic mechanism of the singing propeller has been studied and the effect of thickening the trailing edge of a vane has been examined. The singing has been shown to be a resonant excitation of the vane by the trailing von Karman street, modified by the effect of the vane's vibration.

Sommaire

En utilisant des modèles d'ailettes (moulinets) dans un tunnel de 30 pouces rempli d'eau, on a étudié les raisons mécaniques du chant des hélices et examiné l'influence de l'épaississement du bord trainé de l'ailette. On a montré que ce chant de l'ailette est dû à une excitation de résonance de l'ailette sous l'influence de tourbillons de Karman modifiée par l'effet de la vibration de l'ailette.

Zusammenfassung

In einem 30-inch Wasserkanal wurde mit Hilfe von Modellflügeln der grundsätzliche Mechanismus "singender" Propeller studiert und der Einfluß einer Verdickung der hinteren Flügelkante untersucht. Es konnte gezeigt werden, daß das "Singen" eine Resonanzerregung des Flügels durch die Schleppe der Karman-Wirbelstraße ist, die etwas modifiziert wird durch den Einfluß der Flügelschwingung.

1. Introduction

During the past 25 years the loud noises sometimes emitted by marine propellers – emphemistically known as "singing" – have attracted much comment and experiment. A review of the literature [1] reveals a wealth of theory and practice, but unfortunately no universally useful cure has been achieved. The present work was undertaken at the Admiralty Research Laboratory, Teddington, with a view to a clearer understanding of the mechanism of singing.

Probably the earliest examination of the problem is that of Hunter [2] who gives a detailed description of several observed cases. He thinks of the process as that of resonant vibration of the propeller blades stimulated by eddies in the flow past the hull. Kerr, Shannon and Arnold [3] reiterate the idea of blade vibration and give oscillating cavitation and vortex shedding from the blades as exciting agents. They observe that a sweeping plan form together with a sharp edge reduces these effects and has in

* Now at King's College, Newcastle-upon-Tyne.

fact produced some cures. The sharp edge also increases hydrodynamic damping. They conclude that flutter is an unlikely cause of singing.

Burrill and Emerson [4] observe the singing phenomenon in connection with the tip vortex cavity, although the note is stifled when there is much cavitation on the blade.

Lankester and Wallace [5] examined the possible causes of singing: a) Eddy shedding; b) Fluctuations in flow conditions. e.g. Intermittent cavitation; c) Flutter; d) Bearing friction. They present cogent evidence for a) being a prime cause although they point out that this may not be so for every case:

This paper describes the initial phase of a study of singing vanes designed to elucidate the mechanism of singing.

2. Experimental details

A series of model vanes was constructed, of identical segmental section, the material being aluminium bronze. The dimensions are given in Fig. 1.

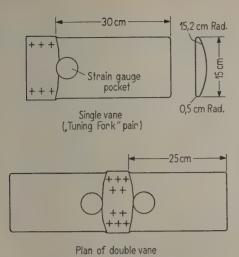


Fig. 1. Dimensions of Vanes.

The first set was arranged for fixing on the wall of the tunnel and consisted of a pair of vanes like a large tuning fork (see Fig. 2). This arrangement was chosen to study the effects of mechanical and hydrodynamic coupling between the vanes during singing. Either of the vanes could be removed and a single one examined. The angle of attack (measurement from the flat face to the axial plane of the tunnel), could be varied between $+5^{\circ}$ and -5° by an external control and locking device.



Fig. 2. Pair of Vanes for fixing to wall of Cavitation
Tunnel.

The second set was a pair supported at its centre on a strut mounted in the middle of the tunnel's working section. Angle of attack was variable over the same range by means of wedges. Each vane had circular pockets near the root carrying strain gauges measuring flexure and torsion. For acoustic measurements, a small barium titanate hydrophone was mounted near the tunnel wall.

3. Preliminary experimental results

The "tuning-fork" pair was first tried, and did in fact sing loudly at 107 c/s, the tunnel speed being 20 ft/s. The speed range for singing to occur was measured at various angles of attack and tape recordings made for subsequent analysis. The vanes were found to be vibrating with the frequency of the singing note and their amplitude measured from the strain gauge oscillogram. The amplitude was considerable (0.09 cm at the tip). The relative amplitudes agreed well with the relative sound levels and so the latter were used as a measure of amplitude. Frequency was measured by replaying the tape recordings, using a loop technique, into a narrowband analyser. (In later experiments when techniques had been better established, the tape recorder intermediary was not used.) Curves of amplitude and frequency against water speed are shown in Fig. 3. The significant features of the amplitude curves are the sudden commencement of vibration, the gradual increase with increasing speed and the sudden cessation. The rise of singing range with reduced angle of attack (reduced steady lift) is ascribable on a vortex excitation basis to an effective thickening of the trailing edge due to advanced boundary layer separation on the flat face. The frequency, in addition to the usual increase at the upper end shows a curious fall with increasing speed at the lower end of the range. This is at-

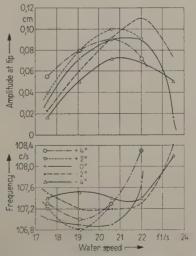


Fig. 3. Frequency and Amplitude of singing tones versus water speed.

tributed to the effect of the finite amplitude of vibration

382

These effects were reproducible irrespective of whether water speed was being increased or decreased.

Listening outside the tunnel gave the impression that the singing note became louder as the tunnel pressure was increased. This was borne out by the sound level measurements but refuted by the strain gauge readings. It therefore seems likely that the effect was due to the removal of air bubbles at higher pressures, giving improved transmission.

Experiments were also performed with each vane separately. As expected, they had identical singing performance, but this was greatly different from that of the pair since the system was now unbalanced and supported by the relatively yielding wall of the tunnel. The frequency was reduced to 74 c/s by this effect and the amplitude fell by a factor of 5 due to the combined effects of increased damping and reduced driving force consequent upon reduced speed for singing.

The experiments on the centre-fixed pair were, from the singing point of view, most undistinguished. A note of approximately 180 c/s was present over a considerable speed range, but could only be observed via the strain gauges, the background noise obscuring it from acoustic detection.

4. Discussion of preliminary experiments

The "tuning-fork" pair of vanes showed the most interesting effects and so attention was concentrated on its behaviour. The strain gauges showed that the vanes were vibrating in antiphase (i. e. tuning forkwise), and that the vibration was entirely flexural. The calculation of the first flexural mode of a cantilever of the given dimensions (allowing for the added mass effect of the water) gave a resonant frequency in agreement with both observed and calculated values.

Two mechanisms present themselves as a possible means of excitation:

- a flutter mechanism resulting from the coupling of flexural and torsional vibrations;
- ii) the alternating lift produced by a regular procession of trailing eddies in a von Karman vortex street.

Since the motion was seen to be a pure bending, the first possibility was ruled out. As a first step towards the investigation of the vortex street therefore, the Strouhal number fd/V was calculated (f frequency of eddy shedding = frequency of vane vibration; d diameter of trailing-edge cylinder; V water speed in appropriate units). This empirical

constant has a value 0.185 for a cylindrical obstacle, but Gongwer [6] has shown that the same value could be obtained for a vane by inserting for d the physical edge thickness augmented by a fraction of the turbulent boundary layer thickness. The fact that calculations using the trailing edge diameter $(1\,\mathrm{cm})$ always yielded values between 0.17 and 0.20 gave impetus to further experiments directed at investigating the vortex mechanism.

5. Flow investigations

To obtain information on the frequency and strength of the assumed vortex street it was decided to adapt the hot wire equipment being developed by the fluid dynamics group at A.R.L.

The wire was of platinum, 0.001" diameter and 1/4" long, held in V-formation on three prongs. These were hollow and used as pitot and static tubes. The supporting arrangement permitted vertical and longitudinal movement on a jack in the tunnel whilst transverse movement was effected by telescoping the horizontal arm. The wire, run under constant-current conditions, formed one arm of a Wheatstone bridge energised at 20 kc/s. The out-ofbalance signal, after being passed through a logarithmic amplifier and detector, was displayed on a cathode ray oscillograph. Provision was made for photographic recording and for the film to be moved by the jack raising mechanism - thus enabling a record of velocity fluctuation versus position to be obtained. After calibration, therefore, the distance of the trace from the edge of the film gave the mean speed whilst its width gave the velocity fluctuation (see Fig. 4 a). The wave-form of the fluctuation was also recorded for various positions and water speeds. The frequency and relative amplitude of the fluctuation was noted using a narrow band analyser.

It was possible to assign a discrete frequency to the velocity fluctuations at any speed, this frequency increasing almost linearly as the speed increased (see Fig. 5). During singing however, the frequency remained constant (at the resonant frequency of the blade) and the amplitude increased many times. On the basis of vortex excitation, the vibration of the vane thus has two effects:

- i) the frequency of the shedding of eddies is held equal to that of the vane;
- ii) the elementary "eddy filaments" shed from adjacent sections of the trailing edge are constrained to act in unison and more effectively drive the vane (Fig. 4b). Quite a small amplitude is sufficient to cause this note in Fig. 4b, diagram (i) the way in which the eddies are stabilised before the vane is vibrating with maximum amplitude.

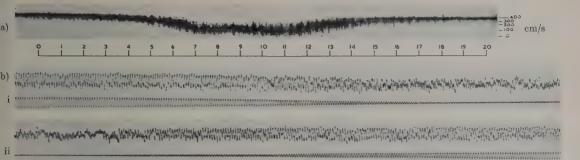


Fig. 4. Hot wire oscillograms.

- (a) Variation of Cocal velocity across trailing edge.
- (b) Influence of vane's vibration on velocity fluctuations.
 - i Singing commencing,
 - ii Singing ceasing.

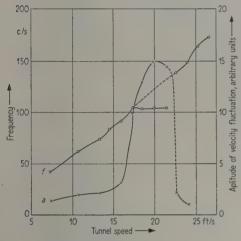


Fig. 5. Hot wire measurements.

The two sides of the vortex street are clearly demonstrated by the traversing records. Two regions of maximum velocity fluctuation are clearly seen (Fig. 4 a). The waveform records give a change with position consistent with an alternate procession of vortices and an attempt has been made to estimate the circulation and hence the lift.

To summarise, then, the singing is the result of vibration of the vanes in their first flexural mode under resonant excitation by the trailing vortex street. The same effect is also responsible for the extent of the singing range. The finite amplitude in the case of the "tuning-fork" pair is responsible for a further spreading of the range.

6. Effect of modifying the trailing edges

Emphasis has often been laid on the effect of modifications to the edges of propeller blades, and in view of the applicability of the vortex excitation theory, it was decided to modify the trailing edges of the "tuning-fork" pair.

A hemi-cylindrical brass strip of some 5 mm diameter was fixed span-wise on the trailing edge of each vane along the line where the curvature of the back joined the sharply curved edge. This effectively increased the trailing edge thickness to 1.3 cm. This can be seen in the upper vane in Fig. 2.

The vanes again sang, but at a higher speed and with greater amplitude. The percentage increase in speed required was approximately proportional to the percentage change in edge thickness and the increase in amplitude to the square of this change. These observations are again in agreement with the vortex excitation theory.

Also, at a lower speed, a note of 66 c/s was noted. This was found to correspond to a motion of both vanes in phase—analogous to the vibration of a single cantilever vane. The fact that this mode could now be observed was due to the increased forces available from the higher water speed necessary to produce the required frequency with the thickened edge (see Fig. 6).

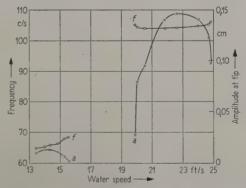


Fig. 6. Amplitude and Frequency, both vanes modified; angle of attack 0°.

One of the pair was now restored to its original form, the second remaining modified. The result was an extension of the singing range to embrace that of both the modified and unmodified vanes. This behaviour indicated that each vane in turn acted as the driver of the system (see Fig. 7).

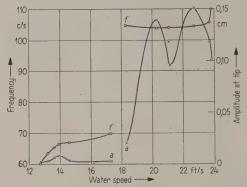


Fig. 7. Amplitude and Frequency, one vane modified; angle of attack $0\,^\circ.$

7. Conclusion

It is clear that singing as encountered in these model experiments is a resonant vibration of the vane under the influence of the trailing vortex street. The form of the street is, however, modified by the vibration of the vane and further study would be necessary to assess the degree of coupling between the two systems.

References

- [1] WORK, C. E., J. Amer. Soc. Naval Engrs. 63 [1951], 319.
- [2] HUNTER, H., Trans. N.-E. Cst. Instn. Engrs. Shipb., 53 (1937), 189.
- 53 [1937], 189.
 [3] Kerr, W., Shannon, J. F. and Arnold, R. N., Proc. Instn. Mech. Engrs., 144 [1940], 54.
- [4] BURRILL, L. C. and EMERSON, A., Trans. N.-E. Cst. Instn. Engrs. Shipb. 70 [1953], 121.
- [5] LANKESTER, S. G. and WALLACE, W. A., Trans. N.-E. Cst. Instn. Engrs. Shipb. 71 [1955], 291.
- [6] Gongwer, C. A., J. Appl. Mech. 19 [1952], 432.

Buchbesprechung

W. Meyer-Eppler, Grundlagen und Anwendungen der Informationstheorie.
Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg. Mit
178 Abb. und 1 Tafel, XVIII und 446 Seiten,
Gr.-80. 1959. Ganzleinen DM 98, —.

Das vorliegende Buch ist der erste Band der vom Verfasser herausgegebenen Schriftenreihe "Kommunikation und Kybernetik in Einzeldarstellungen", in welcher Sachkenner des In- und Auslandes über im wesentlichen abgeschlossene Teilgebiete, aber auch über im Fluß befindliche Entwicklungen berichten sollen.

Der erste Band behandelt die Grundlagen und Anwendungen der Informationstheorie und stellt damit zugleich eine Einführung in die ganze Reihe dar. Einen Überblick über den behandelten Stoff vermitteln die Überschriften der elf Kapitel: Die Kommunikationskette, Strukturtheorie der Signale, Eigenschaften linearer Übertragungssysteme, Sicherung gegen Übertragungsfehler, die Sinnesorgane als Informationsempfänger, Signal und Zeichen, akustische und optische Valenzklassen als Zeichenträger, Formstrukturen und Konstruktionen sowie die gestörte sprachliche Kommunikation.

Im ersten Teil des Buches wird eine Einführung in die Informationstheorie gegeben, wie sie in der Nachrichtentheorie angewendet wird, allerdings schon mit besonderer Berücksichtigung derjenigen Aspekte, die für die Sinneswahrnehmungen und die menschliche Kommunikation von Bedeutung sind. Dieser Problemkreis ist das eigentliche Anliegen des Werkes, ihm wird daher auch der größte Teil des Buches gewidmet. Durch diese Zielsetzung unterscheidet sich das Werk wesentlich von anderen Darstellungen der Informationstheorie. Den

Akustiker interessieren dabei vor allem die informationstheoretischen Eigenschaften des Ohres und der Sprachlaute, insbesondere auch im Vergleich zu der Leistung anderer Sinnesorgane, vor allem des Auges. Es ist das Verdienst des Verfassers, mit großer Sorgfalt die umfangreiche Literatur über die subjektiven Beobachtungen an Schallsignalen und Sprachlauten unter den verschiedensten Versuchsbedingungen systematisch geordnet und dargestellt zu haben. Dabei wurden auch die eigenen Forschungsergebnisse des Autors berücksichtigt.

Die Systematik ist ein hervorstechendes Merkmal der Darstellungsweise des Verfassers. Sie geht bisweilen allerdings so weit, daß sie den Fluß der Stoffdarstellung hemmt. Hinzu kommt eine Vorliebe für zahlreiche neue, aus dem Griechischen und Lateinischen abgeleitete Fachausdrücke, die vielfach schwer verständlich sind "suprasegmentales Prosodem" Wenn die Begriffe auch bei ihrer Einführung erklärt werden, so erschwert ihre Vielzahl doch die Lesbarkeit des Buches, insbesondere bei nicht chronologischem Studium der Kapitel. Die Lektüre erfordert daher die ganze Aufmerksamkeit des Lesers, sie verschafft ihm dafür jedoch durch präzise mathematische Formulierung und Ausdrucksweise auch einen entsprechenden Gewinn. Anzuerkennen ist das Bemühen des Verfassers, die allgemein gefaßten Aussagen durch Beispiele, nach Möglichkeit auch durch Abbildungen, zu erläutern.

Zusammenfassend ist zu sagen, daß das Buch eine Lücke im Schrifttum schließt, indem es gerade die den Akustiker angehenden Fragen der Informationstheorie eingehend behandelt. Das Werk des leider früh verstorbenen Verfassers kann daher allen Interessenten bestens empfohlen werden.

W. Kallenbach

DAS PHASENVERGLEICHS-INTERFEROMETER ZUR MESSUNG KLEINSTER SCHALLGESCHWINDIGKEITSÄNDERUNGEN BIS ZU 1MM/S

von W. Schaaffs und C. Kalweit

Mitteilung aus dem Institut für Technische Akustik der Technischen Universität Berlin-Charlottenburg

Zusammenfassung

Um einige Feinstrukturprobleme der Schallgeschwindigkeit experimentell behandeln zu können, wurde ein hochempfindliches Phasenvergleichs-Interferometer mit festem Plattenabstand entwickelt. Ein Oszillator liefert eine Hochfrequenzspannung von 4,04 MHz, die über zwei getrennte Kanäle geleitet wird und sich in einem Oszillographen zu einer Lissajouschen Figur, speziell einer zu einer langen Geraden entarteten Ellipse zusammensetzt. In dem einen Kanal liegt als Ultraschallmeßstrecke eine Flüssigkeit, deren Schallgeschwindigkeit durch äußeren Eingriff verändert werden kann, in dem anderen Kanal liegt ein Phasenschieber. Es ist möglich, sehr kleine und schnelle Schallgeschwindigkeitsänderungen an der Aufspaltung der zur Geraden entarteten Ellipse zu erkennen und bis auf einen Millimeter pro Sekunde zu messen.

Sommaire

Pour résoudre expérimentalement des problèmes de structure fine concernant la vitesse du son on a établi un interféromètre comparateur de phases très sensible à distance de plaques fixe. Un oscillateur fournit une tension de haute fréquence de 4,04 MHz conduite par deux canaux séparés à un oscillographe qui fournit une figure de Lissajous formée d'une ellipse dégénérée en une longue droite. L'un des canaux contient le liquide soumis aux ultra-sons dont la vitesse du son peut varier sous l'influence d'actions extérieures; dans l'autre canal se trouve un déphaseur. Il est possible de déceler de faibles et rapides variations de vitesse du son en voyant la droite se transformer en une ellipse. On peut ainsi mesurer une variation de vitesse de un millimètre par seconde.

Summary

A very sensitive phase comparison interferometer with fixed plate separation was developed for the experimental investigation of a number of fine-structure problems of the velocity of sound. A rf-Voltage of 4.04 Mc/s is generated by an oscillator and sent through two different channels into the x-plates and y-plates respectively of an oscilloscope. In this special case the Lissajous ellipse degenerates into a straight line. One of the channels contains an ultrasonic path through a liquid, the sound velocity of which changes due to certain effects. The other channel consists of a phase regulator. Very small and fast changes of the velocity of sound may be observed by the splitting up of the straight line into an ellipse. Velocity changes can be measured with an accuracy of one millimeter per second.

1. Feinstrukturprobleme der Schallgeschwindigkeitsmessung

Die Notwendigkeit, die in dieser Arbeit beschriebene Meßmethodik zu entwickeln, ergab sich aus folgenden physikalischen Fragestellungen:

Die Schallgeschwindigkeit *u* ist im Gebiet des Ultraschalls leicht meßbar und durch die Formel

$$u = \sqrt{(\partial p/\partial \varrho)_{S}} \tag{1}$$

bestimmt. Der Index deutet den adiabatischen Vorgang mit konstanter Entropie S an. Um die molekularakustische Bedeutung der Schallgeschwindigkeit zu erkennen, bedarf es der Berechnung des Differentialquotienten aus einer Zustandsgleichung. Für ein ideales Gas erhalten wir aus der Boyle-Mariotteschen Zustandsgleichung die Gleichung

(2 a), für ein reales Gas bei Berücksichtigung der van der Waalsschen Kräfte Gl. (2 b) und für eine Flüssigkeit nach den Darlegungen in [1] und [2] aus der van der Waalsschen Zustandsgleichung Gl. (2 c):

$$u = \sqrt{\kappa \frac{RT}{M}}, \qquad (2 a)$$

$$u = \sqrt{\varkappa \frac{RT + 2Ap}{M}}, \qquad (2b)$$

$$u = \sqrt{\kappa} \frac{RT}{M} \left(\frac{G}{(1 - sr)^2} - \frac{2}{(1 - sr)} \right). \quad (2c)$$

In diesen Formeln bedeutet \varkappa das Verhältnis der Molwärmen, R die Gaskonstante, T die absolute Temperatur, M das Molekulargewicht, A den 2. Virialkoeffizienten, p den Druck, s einen Stoßfaktor

(für starre elastische Moleküle gleich 4, für alle anderen kleiner), r=B/V die Raumerfüllung, wobei B das von den Molekülen pro Molvolumen V wirklich eingenommene Volumen darstellt. Die Gl. (2 c) ist sehr unhandlich, doch konnte Schaaffs [2] aus ihr für die große Zahl der organischen Flüssigkeiten die einfache Formel

$$u = u_{\infty} s r \tag{3}$$

ableiten.

Gl. (2 a bis c) und Gl. (3) lassen erkennen, daß die Schallgeschwindigkeit bei Atmosphärendruck und bei konstanter Temperatur durch eine Funktion

$$u = f(x, M, B, V) \tag{4}$$

mit den konstitutionsbestimmenden Eigenschaften der Moleküle verknüpft ist. Der Einfluß der Ultraschallfrequenz ν geht infolge von Relaxationsprozessen über die Variable \varkappa und hat bei reinen Flüssigkeiten auf den absoluten Betrag von u kaum einen Einfluß. Dagegen ist die Absorption des Ultraschalls sehr stark frequenzabhängig.

Eine Bestimmung nach Formel (4) wird man als Grobstrukturproblem der Schallgeschwindigkeit zu bezeichnen haben. Beispielsweise kann man, wie in [2] und [3] nachzulesen ist, mit Gl. (3) berechnen, wie eine Substitutionsänderung an einem Benzolkern die Schallgeschwindigkeit verändert, oder wie bei Strukturisomeren die Umgruppierung von Atomen sich auswirkt. Derartige nur durch chemische Eingriffe bewirkbare Änderungen der Schallgeschwindigkeit liegen im allgemeinen zwischen 10 und 200 m/s.

Ein Feinstrukturproblem der Schallgeschwindigkeit liegt dagegen vor, wenn durch einen rein physikalischen Eingriff ohne Änderung von M an den übrigen Größen etwas verändert wird, beispielsweise durch Polarisation des Mediums. Dann gibt es differentielle Änderungen du der Schallgeschwindigkeit, zum Beispiel in der Form

$$du = \frac{\partial u}{\partial \varkappa} d\varkappa + \frac{\partial u}{\partial B} dB + \frac{\partial u}{\partial V} dV.$$
 (5)

Meist ändert ein physikalischer Eingriff mehrere Variable, so daß von Fall zu Fall entschieden werden muß, welcher von ihnen der ausschlaggebende Einfluß zuzuordnen ist. Folgende Feinstrukturprobleme stehen zur Behandlung:

i. Durchläuft eine Ultraschallwelle ein elektrisches Feld, so muß durch Polarisation eine Änderung dB und durch Elektrostriktion eine Änderung dV auftreten. Der experimentelle Nachweis kleinster Volumenänderungen durch Elektrostriktion in einer Dipolflüssigkeit unter dem Einfluß eines statischen Feldes gilt als schwierig. Eine überschlägige Berechnung der in einer organischen Flüssigkeit zu

erwartenden Anteile $\frac{\partial u}{\partial V} dV$ ergab für elektrische Feldstärken von $10^5 \, \text{V/cm}$ Werte um $4 \, \text{mm/s}$. Es sei darauf hingewiesen, daß neuerdings Goetz und Zahn [4] mit einer Wechselfeldmethode die Existenz der Elektrostriktion auch in dipollosen Flüssigkeiten nachgewiesen haben.

In dem zweiten Anteil $\frac{\partial u}{\partial B}$ dB der Gl. (5) steckt einmal die Orientierungspolarisation der Moleküle infolge ihres Dipolmoments, und zum anderen die Änderung des Molekülvolumens infolge von Verschiebungspolarisation. Da eine rechnerische Abschätzung unsicher und schwierig zu sein schien, hat der erstgenannte Verfasser eine Reihe von Versuchen angestellt, um wenigstens die obere Grenze für du zu ermitteln. Das Ergebnis dieser zum Teil nicht veröffentlichten Versuche sei kurz mitgeteilt: Die Flüssigkeiten Benzol, Kohlenstofftetrachlorid, m-Xylol und Chlorbenzol wurden mit Hilfe des Schallgittereffekts bei 17 MHz und bei 20 °C im transversalen elektrischen Felde untersucht. Die elektrische Feldstärke konnte in Chlorbenzol (Dielektrizitätskonstante $\varepsilon = 10,7$, Dipolmoment $\mu = 1,6 \cdot 10^{-18} \text{ esE}$) bis auf 120 000 V/cm und bei m-Xylol ($\varepsilon = 2,4$, $\mu = 0.35 \cdot 10^{-18} \text{ esE}$) sogar bis auf 300 000 V/cm gesteigert werden. Äußerste Reinheit und keine Leitfähigkeit der Flüssigkeiten war gewährleistet. Wenn Änderungen der Schallgeschwindigkeit auftreten, müssen sie $\Delta u < 50 \,\mathrm{cm/s}$ sein. Chlorbenzol wurde später noch einmal bei 2,7 MHz mit der Methode der sekundären Interferenzen untersucht; wenn ein Effekt vorhanden ist, muß er $\Delta u < 20 \text{ cm/s}$ sein. Schließlich wurde gut gereinigtes Nitrobenzol $(\varepsilon = 34, \mu = 4 \cdot 10^{-18} \text{ esE})$ bei 1,7 MHz und bei einer elektrischen Feldstärke von 50 000 V/cm nach Herstellung des Temperaturgleichgewichts mit der Umgebung nach dem von Nомото [5] angegebenen Sichtbarmachungsverfahren mit parallelem Licht untersucht. Die Versuche ergeben, daß $\Delta u < 25$ cm/s sein muß. Aus diesen Experimenten ist wohl zu schließen, daß man eine Meßmethode haben muß, die Änderungen zu beobachten gestattet, die noch zwei Zehnerpotenzen kleiner sind.

ii. Untersucht man die Schallgeschwindigkeit einer paramagnetischen Flüssigkeit in einem Magnetfeld, so ist der zu erwartende Effekt auf keinen Fall größer als im elektrischen Feld. Schaaffs stellte in [6] fest, daß in einem transversalen Magnetfeld von 10^4 Gauss bei einigen wäßrigen Eisensalzlösungen die Schallgeschwindigkeitsänderung $\Delta u < 2.5$ cm/s sein muß.

iii. Bei Bestrahlung mit ultraviolettem Licht oder Röntgenlicht ist zu erwarten, daß durch die zeitweilig abgespaltenen Elektronen innere elektrische Felder entstehen, oder daß die aufgenommenen Lichtquanten zur Beeinflussung von Molekülschwingungen dienen und Änderungen der Schallabsorption und damit ein Auftreten von Schallgeschwindigkeitsdispersion zur Folge haben. Untersuchungen solcher Art sind schon vor langer Zeit gemacht worden [7], aber offenbar später nicht wiederholt worden. Es wird angegeben, daß sich in Luft die Schallgeschwindigkeit bei etwa 3 Minuten Dauer einer Röntgenbestrahlung um 50 cm/s ändere. Hier dürfte also unsere Meßmethode begründete Aussicht auf Erfolg haben.

iv. Schließlich ist noch ein Feinstrukturproblem zu nennen, das mit der Entstehung starker elektrischer Felder zwischen Molekülen, die sich zu Komplexen vereinigen, zusammenhängt. In Gemischen zweier Flüssigkeiten wird die Schallkennlinie immer als eine glatte Kurve dargestellt, weil man die Lösungen nicht Punkt für Punkt durchmißt. Bei bestimmten Mischungsverhältnissen kann es aber Bildungen von Molekülkomplexen geben und damit müssen Änderungen der Schallgeschwindigkeit verbunden sein. Förster [8] glaubt einen ausgeprägten Effekt dieser Art bei der Mischung von Methylalkohol mit Wasser bei etwa 54 Gew.-% des letzteren gefunden zu haben. Es würde sich hierbei um eine sehr große Änderung $\Delta u > 1000$ cm/s handeln. Eine Nachprüfung ist aber offenbar bisher nicht erfolgt.

Zur Behandlung der im Anschluß an Gl. (5) unter i bis iv genannten Feinstrukturprobleme wurde ein Phasenvergleichsinterferometer entwickelt, über dessen Eigenschaften berichtet werden soll.

2. Prinzipschaltung des Phasenvergleichs-Interferometers

Nach Bild 1 liefert ein quarzgesteuerter Oszillator G eine Hochfrequenzspannung, die über zwei getrennte Kanäle an die beiden Ablenkplattenpaare eines Elektronenstrahloszillographen O gelangt und sich dort zu der Lissajouschen Figur einer Ellipse zusammensetzt. In dem oberen Kanal liegt zwischen zwei Selektivverstärkern die Ultraschallmeßstrecke

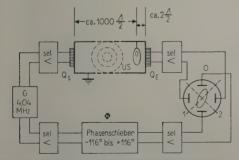


Bild 1. Blockschema des Phasenvergleichs-Interferometers.

US, die von dem Sendequarz Q_s und dem Empfangsquarz Q_e begrenzt wird. Die beiden präzis plan geschliffenen und zueinander parallel eingestellten Quarzplatten haben vergoldete Elektroden, eine Eigenfrequenz von 4,04 MHz und sind im üblichen X-Schnitt hergestellt.

Die US-Meßstrecke ist eine Flüssigkeit. Die Anzahl der auf sie fallenden Ultraschall-Halbwellenlängen liegt in der Größenordnung 10^3 . Der erste Selektivverstärker liefert eine Spannung für den Sendequarz $Q_{\rm s}$, die zwischen 0 und $250~{\rm V}$ variiert werden kann. Der zweite Selektivverstärker erlaubt eine so große Spannungsverstärkung, daß noch mit einer Spannung von nur $0,45~{\rm V}$ am Empfangsquarz $Q_{\rm e}$ das Schirmbild des Oszillographen O voll ausgesteuert werden kann.

In dem unteren Kanal liegt zwischen zwei Selektivverstärkern ein Phasenschieber Φ , der zwischen seinem Eingang und Ausgang die Hochfrequenz-Wechselspannung um den Grobbetrag −116° bis +116° und um den Feinbetrag ±10° gegeneinander zu verschieben gestattet. Der zweite Selektivverstärker dient dabei wieder zur Erzeugung einer hinreichend großen Ablenkspannung für den Oszillographen O. Das LC-Netzwerk dieses Phasenschiebers wird in Abschnitt 5 näher beschrieben. Die Bezeichnung des Geräts als "Phasenvergleichs-Interferometer" beruht also darauf, daß zwei Phasen einer Hochfrequenzspannung zur Überlagerung und zum Vergleich kommen, und daß die Meßstrecke einem Interferometer mit festem Plattenabstand entspricht.

Die Prinzipschaltung läßt erkennen, daß sie drei wesentlichen Bedingungen genügt: Die erste Bedingung ist die eines unterdrückten Nullpunktes. Das ist in Bild 1 dadurch angedeutet worden, daß bei einem Eingriff im gestrichelten Gebiet der Ultraschallstrecke sich von den etwa 1000 Halbwellenlängen beispielsweise nur die beiden letzten mit ihrem Wechseldruck am Empfangsquarz Qe auswirken, so daß auf dem Schirm des Oszillographen O die Ellipse von der Geraden in der Lage 1 zur anderen Geraden in der Lage 2 auf dem Wege über die Kreisform durchgedreht wird. Die kleine Änderung um nur eine Wellenlänge wird mithin in einer großen Winkeldrehung auf dem Oszillographen sichtbar.

Die zweite Bedingung verlangt geringstmögliche Intensität am Sendequarz $Q_{\rm s}$. Bei den üblichen Schallgeschwindigkeitsmessungen beträgt die Sendespannung 100 V und mehr. Wir kommen aber hier mit einem Betrag zwischen 10 V und 20 V aus! Dadurch genügen wir einer von Schreuer [9] aufgestellten wichtigen Bedingung, daß für sehr exakte Schallgeschwindigkeitsbestimmungen die Intensität möglichst nahe bei Null liegen soll. Ferner wird die

an dem Sendequarz erzeugte Wärme nicht durch ponderomotorische Wirkungen in den US-Raum hineingestoßen, bevor eine Messung beendet ist.

Die dritte Bedingung besagt, daß eine Veränderung der Schallgeschwindigkeit bei einem Eingriff in das Schallfeld in Bruchteilen einer Sekunde angezeigt werden muß, weil im allgemeinen der Schalldurchgang mit einer Erwärmung verbunden ist, die bei der hohen Empfindlichkeit einen gesuchten Effekt überdecken könnte. Die momentane Beobachtung einer Schallgeschwindigkeitsänderung ist durch die trägheitslose Anzeige auf-dem Oszillographen gewährleistet. Das nachstehend beschriebene Beobachtungsverfahren mit Linienaufspaltung erfüllt die Bedingung schneller Anzeige.

3. Ablesung und Messung

Das Arbeitsprinzip des Geräts beruht auf der Messung des Phasenunterschieds φ der beiden Ablenkspannungen an der Oszillographenröhre beziehungsweise des Phasenunterschieds zwischen den Schallwechseldrucken am Sendequarz Q_s und am Empfangsquarz Q_e . In einem fortschreitenden Wellenfeld ist φ am Orte von Q_e mit der Kreiswellenzahl k=2 π/Λ und der Länge l durch die Beziehung

$$\varphi = -kl \tag{6}$$

verknüpft. Andererseits ist die Schallgeschwindigkeit u mit der Kreisfrequenz $2\,\pi\,\nu$ und der Kreiswellenzahl k durch

$$u=2\pi \nu/k$$

verbunden. Daraus ergibt sich $u=-2\,\pi\,v\,l/\varphi$. Eine kleine Änderung Δu , wie wir sie messen wollen, hängt dann mit der auf dem Oszillographen beobachteten kleinen Phasenverschiebung $\Delta \varphi$ wie folgt zusammen:

$$\Delta u = \frac{u^2}{2\pi\nu l} \, \Delta \varphi \,. \tag{7}$$

Je länger man also die Meßstrecke l machen kann, um so geringer ist bei einer bestimmten Phasenänderung die noch nachweisbare Schallgeschwindigkeitsänderung. Darin liegt eine Möglichkeit, die Leistungsfähigkeit des Geräts noch erheblich über das in dieser Arbeit erreichte Maß zu steigern.

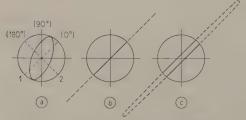


Bild 2. Anzeige und Ablesung der Meßgröße auf dem Schirm des Elektronenstrahloszillographen.

Gemäß Bild 2 a wird die Ellipse in bekannter Weise bei einer Phasenverschiebung um 180° von der Stellung 1 über die Kreisform in die zur ersten Geraden senkrechte Stellung 2 durchdrehen. Die Erkennbarkeit kleiner Phasenänderungen $\Delta \varphi$ ist aber nur bei 0° und 180° ein Optimum, in der Zwischenstellung 90° ein Minimum. Man wird daher den Phasenschieber Φ kurz vor Durchführung einer Messung stets in die Stellung 0° oder 180° zu bringen haben.

Die größte Empfindlichkeit wird erreicht, wenn die Ablenkspannungen an den beiden Plattenpaaren von O maximal sind. Die x-Ablenkspannung (horizontal) hängt von der Absorption des Ultraschalls in der Meßstrecke ab. Wenn man das Schirmbild des Oszillographen zunächst nicht überschreiten will, wird man die über den Phasenschieber Ø laufende Vergleichsspannung an den entsprechenden Selektivverstärkern so hoch einstellen, daß die vertikale Ablenkung den Schirmdurchmesser ausfüllt. Dann verstärkt man die über die Meßstrecke US laufende Spannung so weit, daß auch für die Horizontalablenkung der Schirmdurchmesser ausgenutzt wird. Bei entsprechender Einstellung von Ø erhält man dann eine genau unter 45° liegende Gerade in der Stellung 1 oder 2 in Bild 2 a. Eine kleine Änderung Δu im Ultraschallfeld macht sich dann durch den Übergang von dieser Geraden zu einer Ellipse bemerkbar. Die Größe $\Delta \varphi$ kann bestimmt werden, wenn man am Phasenschieber dreht, bis die Form einer Geraden wieder hergestellt ist. Betrag und Vorzeichen von $\Delta \varphi$ wird an dem Feinschieber abgelesen. Für ihn muß eine Eichkurve, die seine Phasenverschiebung als Funktion der Skalenstellung angibt, vorhanden sein.

Diesem Kompensationsverfahren steht das andere Verfahren der Auswertung der Ellipse gegenüber. Hier ergibt sich, wenn man darauf achtet, daß horizontale und vertikale Ablenkspannungen wirklich gleich groß sind, aus der Ellipsengleichung, daß die Phasenänderung $\Delta \varphi$ gegenüber einer der beiden Lagen 1 oder 2 bestimmt wird durch

$$\Delta \varphi = 2 \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2},$$
 (8)

wenn unter ε_1 und ε_2 die bezüglichen Längen der Ellipsenachsen verstanden werden. Da das Vorzeichen von $\Delta \varphi$ dabei unbestimmt bleibt, muß man es durch eine kleine Zusatzverschiebung am Phasenfeinschieber feststellen.

Wir haben bis jetzt vorausgesetzt, daß die Ellipsen den Schirm des Oszillographen nicht überschreiten. Bei einer Überschreitung läßt sich die erreichbare Meßgenauigkeit aber noch erheblich steigern. Für beispielsweise $\varphi \approx 0$ ist $\varepsilon_1 = \varepsilon_{1 \, \mathrm{min}}$ und $\varepsilon_2 = \varepsilon_{2 \, \mathrm{max}}$. Die kleinste gerade noch erkennbare Änderung $\Delta \varphi$

wird dann nach Gl. (8)

$$d\varphi = \lim_{\substack{\varepsilon_1 \to \min \\ \varepsilon_2 \to \max}} \Delta \varphi = 2 \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left(\frac{\varepsilon_{1 \min}}{\varepsilon_{2 \max}} \right)_{\varphi_{\infty}} 0.$$
 (9)

 $\varepsilon_{2\,\mathrm{max}}$ ist durch die Ablenkempfindlichkeit β der Platten der Braunschen Röhre und die maximal zulässige Spannungsamplitude V_{max} gemäß der Formel

$$\varepsilon_{2 \max} = \beta V_{\max} \sqrt{2}$$

gegeben. Für die Röhre des Elektronenstrahloszillographen unseres Geräts war $\beta=0,21$ mm/V, $V_{\rm max}=1500$ V, so daß sich

$$\varepsilon_{2 \text{ max}} = 44.5 \text{ cm}$$

ergab und damit etwa um den Faktor 5,5 größer war als der Schirmdurchmesser von 8 cm.

Der kleinste erreichbare Wert von $\varepsilon_{1\,\mathrm{min}}$ ist durch die Güte der Elektronenoptik der Röhre gegeben. Es sei festgesetzt, daß die Aufspaltung einer Geraden zur Ellipse noch erkennbar ist, wenn ε_{1} zwei Strichbreiten s der Zeichnungskurve beträgt, also

$$\varepsilon_1 = 2 s$$
.

In diesem Falle erscheint $\varepsilon_{1\,\mathrm{min}}$ als Band mit dunklem Mittelstreifen. Die Strichbreite s beziehungsweise die Punktschärfe des Elektronenstrahls auf dem Schirm des Oszillographen war im vorliegenden Falle s=0.3 mm. Die benutzte Elektronenstrahlröhre des Typs DG 10-14 der AEG wurde mit einer Nachbeschleunigungsspannung von $2\,\mathrm{kV}$ zwecks größerer Bildhelligkeit und Punktschärfe betrieben und war mit einem Abschirmzylinder aus Mümetall umgeben.

Auf Grund der angegebenen Daten für ε_1 und ε_2 beträgt bei unserem Gerät die kleinste sicher nachweisbare Phasenänderung nach Gl. (9)

$$d\varphi = 2 \text{ arc tg } \frac{0.6}{445} = 2.7 \cdot 10^{-3}.$$

Dem entspricht bei einer Frequenz von 4,04 MHz, einer Meßstrecke l=12,8 cm, und bei einer Untersuchung von destilliertem Wasser mit u=1490 m/s bei 20 °C eine noch sicher nachweisbare Schallgeschwindigkeitsänderung nach Gl. (7) von

$$\Delta u \approx 0.2 \text{ cm/s}.$$

Dieser Wert entspricht einer relativen Schallgeschwindigkeitsänderung

$$\Delta u/u \approx 1.24 \cdot 10^{-6}$$
.

Im Falle des Wassers als Medium, aber auch bei anderen Flüssigkeiten wie zum Beispiel CCl₄, CH₃OH, C₆H₅(CH₃)₂, die bei 4 MHz die Ultraschallwellen in noch erträglichem Maße dämpfen, kann die Länge l der Meßstrecke noch auf 1 m Länge erweitert werden. Das würde dann die Nach-

weisbarkeit von

 $du \approx 0.25 \,\mathrm{mm/s}$

bedeuten!

Das Bild, das sich bei einem so empfindlichen Meßverfahren auf dem Schirm der Oszillographenröhre O darbietet, wird durch Bild 2 b und c wiedergegeben. Bild 2 b zeigt die zum Strich entartete Ellipse, von der nur der mittlere Teil sichtbar wird. Diese Stellung wird vor dem Versuch eingestellt. Bei einer Einwirkung auf das Medium im Ultraschallfeld spaltet sich diese Gerade nach Bild 2 c zu einer Ellipse auf, die dann im Gesichtsfeld als zwei parallele Striche erscheint.

4. Verminderung und Beseitigung des Einflusses stehender Wellen

Die Betrachtungen des vorigen Abschnitts galten für ein fortschreitendes Wellenfeld. Dieses kann aber normalerweise in einem Block, wie er in Bild 1 und 5 gezeigt wird, nicht vorliegen. Hier ist daher eine Erörterung prinzipieller Natur notwendig. Die Ultraschall-Interferometer üblicher Bauart, deren hochfrequenztechnische Probleme unter anderen von Fox, Rock und Hunter [11], [12], [13] diskutiert worden sind, beruhen auf der Auszählung der Maxima respektive der Minima der Rückwirkung der vom verschiebbaren Reflektor zurückgeworfenen Ultraschallwellen auf den Sender. Die Messung wird stets so ausgeführt, daß der Abstand zwischen Sender und Reflektor ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge wird. Das bedeutet, daß die Phasenverschiebungen zwischen Sender- und Empfängerspannung dann immer gleich π sind. Wie die Phasenverschiebungen dazwischen als Funktion der Reflektorstellung aussehen, interessiert dabei nicht. Auf sie kommt es aber in unserer Arbeit gerade an. Es ist bekannt, daß die Ausprägung der Maxima der Reflektionskurven, die meist als Anodenstromänderung registriert werden, stark von der Dämpfung des Mediums abhängt und wesentliche Unterschiede bei Gasen und Flüssigkeiten aufweist (Fox [11]). Entsprechendes hat man dann auch von den Phasenverschiebungen selbst zu erwarten. Treten nun im Interferometer stehende Wellen auf, so kann die Empfindlichkeit darunter erheblich leiden.

Der Phasenvergleich zwischen den über getrennte Kanäle laufenden Spannungen kann als Phasenvergleich zwischen den Spannungen am Sendequarz Q_s und am Empfangsquarz Q_e diskutiert werden, da die Phase der Spannung, die über den Phasenschieber Φ läuft, linear von der Phase an Q_s abhängt. Die Phasendifferenz $\varphi_{s,\,e}$ ergibt sich dann so: Sie ist abhängig von dem Quotienten der Schallwechseldrucke am Sende- und Empfangsquarz. Dieser Quotient wird in Analogie zur elektrischen Leitungs-

theorie als Funktion des hyperbolischen Sinus und Kosinus angesetzt. Wir übergehen die Details der Rechnung und verweisen auf die Literatur [14]. Es ergibt sich

$$arphi_{\rm s,\,e} = -rc {
m tg} \left(rac{1+r\,{
m e}^{-2al}}{1-r\,{
m e}^{-2al}} \,{
m tg}\, k\, l
ight). \eqno(10)$$

In dieser Formel stecken folgende Definitionen: Unter dem Reflektionsfaktor r wird der Ausdruck verstanden

$$r = \frac{1 - m}{1 + m} = \frac{z - z_{e}}{z + z_{e}}, \qquad (11)$$

wobei z der Wellenwiderstand des flüssigen Mediums und $z_{\rm e}$ der Abschlußwiderstand der Schallstrecke beziehungsweise der akustische Eingangswiderstand des Empfangsquarzes $Q_{\rm e}$ sind und sich beide gemäß

$$z_e = m z = m \varrho u$$

um den Faktor m unterscheiden mögen. l ist die Länge der Meßstrecke und α der Absorptionskoeffizient der Schwingungsamplitude in der Flüssigkeit. Die Kreiswellenzahl k ist in unserem Apparat die unabhängige Variable. Der Reflektionsfaktor r kann seiner Definition gemäß schwanken:

$$-1 \le r \le +1 \,. \tag{12}$$

Der ideale Fall wäre bei $z=z_{\rm e}$ mit r=0 gegeben, wodurch sich das Problem der stehenden Wellen von selbst erledigen würde. Tatsächlich ist aber, auch bei optimaler Bemessung des anschließenden Netzwerks, bei den in Frage stehenden Problemen, die im ersten Abschnitt erläutert wurden, stets $z_{\rm e} \neq z$, so daß r immer einen negativen Wert hat.

Der funktionelle Zusammenhang zwischen $\varphi_{s,\,e}$ und $k\,l$ nach Gl. (10) wird durch Bild 3 wiedergegeben. Für die Parameterwerte $r\,\mathrm{e}^{-al}=\pm\,1$ entartet die Phasenkurve zu einer Treppe. Für $r\,\mathrm{e}^{-al}=0$ erhalten wir eine Gerade. Dieser lineare Zusammenhang, der dem Zustand fortschreitender Wellen entspricht, ist stets anzustreben. Ohne besondere Maßnahmen wird der Normalzustand durch die Bedingung $r\,\mathrm{e}^{-al}\ll 1$ gekennzeichnet sein, wie es die dick eingezeichnete Kurve angibt. Da $k\,l=2\,\pi\,\nu\,l/u$

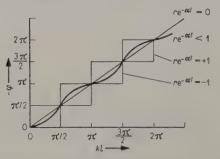


Bild 3. Die periodische Veränderung einer Phasenverschiebung unter dem Einfluß stehender Wellen.

ist, besagt diese Kurve, daß eine lineare Änderung von u im Falle stehender Wellen keine lineare, sondern eine periodisch schwankende Änderung von φ nach sich zieht, daß mithin der Genauigkeitsgrad und die Empfindlichkeit einer Messung mit einer systematischen Unsicherheit behaftet sind.

Bezeichnen wir gemäß Bild 3 die Phase im fortschreitenden Wellenfeld mit φ_0 , so können wir den relativen Fehler, der durch die Welligkeit der Phasenkurve verursacht ist, definieren durch

senkurve verursacht ist, definieren durch
$$\frac{\Delta(\delta\varphi)}{\delta\varphi_0} = \frac{\delta\varphi - \delta\varphi_0}{\delta\varphi_0} = \frac{\delta\varphi}{\delta\varphi_0} - 1 = \\ = \left(\frac{\delta\varphi}{\delta k\,l} \middle/ \frac{\delta\varphi_0}{\delta k\,l} \right) - 1 \; .$$

Da sich aus Gl. (10) $\delta \varphi_0/\delta k\, l = -1$ errechnet, ist der relative Fehler

$$\frac{\Delta(\delta\varphi)}{\delta\varphi_0} = -\frac{\delta\varphi}{\delta k l} - 1$$

$$= \frac{2 r e^{-2al} (1 - r e^{-2al} \cos 2 k l)}{1 + r^2 e^{-4al} - 2 r e^{-2al} \cos 2 k l}.$$
(13)

Aus diesem Ausdruck muß dann der zu erwartende Fehler von Fall zu Fall entnommen werden. Für die Abweichung $\overline{\Delta}\varphi$ der in einem stehenden Wellenfeld wirkenden Phase von der in einem fortschreitenden Wellenfeld geltenden Phase φ_0 ist

$$\Delta \varphi = \varphi_{\rm s, e} - \varphi_{\rm 0}$$

und es ergibt sich aus Gl. (10)

$$\overline{\Delta}\varphi = -\arctan \operatorname{tg} \frac{r \operatorname{e}^{-2al} \sin 2 k l}{1 - r \operatorname{e}^{-2al} \cos 2 k l}. \tag{14}$$

Im ungünstigsten Falle kann diese Abweichung den Wert $\pi/2$ annehmen, was aber praktisch kaum vorkommen wird. Als Korrekturformel ist sie schlecht zu gebrauchen, weil die erst zu untersuchende Größe u im Argument $k\,l$ vorkommt. Man wird sich also mit dem Gebrauch von Gl. (14) als Abschätzungsformel zufrieden geben müssen.

Um den Einfluß stehender Wellen wirklich auszuschalten, müßte $\overline{\Delta} \varphi$ für alle denkbaren Werte von $k\,l$ gleich Null gemacht werden. Das wäre durch r=0 beziehungsweise $z_{\rm e}\!=\!z$ erfüllt. Dieser Weg ist nicht gangbar, da für ein bestimmtes flüssiges Medium mit dem Wellenwiderstand z erst ein passendes piezoelektrisches Material für $Q_{\rm e}$ gefunden werden müßte.

Die zweite Möglichkeit besteht darin, daß $1/\mathrm{e}^{2al}\approx 0$ wird. Das wäre für $l=l_{\mathrm{max}}$ zu erreichen. Diesen Fall haben wir schon oben im Abschnitt 3 im Anschluß an Gl. (7) diskutiert. Es läßt sich theoretisch erreichen, daß die verbleibenden Fehler von $\Delta\varphi$ kleiner als die angestrebte Meßgenauigkeit sind. Dieses Verfahren bedeutet freilich, daß die Selektivverstärker der Schaltung nach Bild 1 auf sehr hohen Verstärkungsgraden arbeiten müßten

und sich Schwankungen der Daten der Schaltelemente unangenehm bemerkbar machen würden. Da aber mit einer endlichen Länge l der Apparatur gearbeitet werden muß, ist dieser Weg nur bei Stoffen mit sehr hohem Absorptionskoeffizienten α möglich.

Eine dritte Möglichkeit geht von der Erwägung aus, daß Gl. (10) nicht voraussetzt, daß bei Parallelität von Qs und Qe das dazwischen liegende Schallbündel senkrecht zu den Flächen stehen muß, sondern daß es auch schräg vom einen zum anderen verlaufen kann. In diesem Falle läßt sich der unerwünschte Einfluß stehender Wellen mit Hilfe einer Blende B vermeiden. Schon vor Jahren haben Hiede-MANN und Hoesch [15] mit Hilfe schlierenoptischer Aufnahmen gezeigt, daß von einer Quarzplatte nicht nur Schallbündel senkrecht zur Oberfläche, sondern auch unter einem schrägen Winkel ausgehen, und daß es Bereiche auf der Platte geben kann, wo besonders starke Teilstrahlen auftreten und schräg verlaufen. Schaaffs [10] hat mit einer Dvorakschen Schlierenmethode sichtbar gemacht, daß die Quarzoberfläche mit örtlich stark verschiedener Intensität schwingt. Relativ kleine Bereiche senden die mehrfache Intensität der übrigen Fläche aus. Die Ursache dieses Verhaltens von Quarzplatten liegt in einem komplizierten Zusammenwirken der gleichzeitig mit den Dickenschwingungen angeregten Scherschwingungen und der üblichen kreisförmigen Begrenzung der Schwinger. Schwingt nun auf einer Quarzplatte von beispielsweise 2 cm Durchmesser nur ein Bereich von 0,4 cm Durchmesser stark, so kommt diesem Bereich eine Richtcharakteristik mit ausgeprägten Nebenmaxima zu. Diese Richtcharakteristik, die HIEDEMANN in seinem Buche [16] mit der Methode der geschlossenen Isochromaten so schön sichtbar gemacht hat, überlagert sich der Charakteristik der ganzen Platte. Wir haben die Verhältnisse in Bild 4 etwas übertrieben dargestellt. Der Winkel, unter dem das Bündel erster Ordnung gegen die Senkrechte auf Q_s liegt, sei ψ . Dann gilt bekanntlich

$$\sin \psi = \frac{\Lambda}{R} = \frac{u}{R \nu} \approx \operatorname{tg} \psi = \frac{a}{l}. \tag{15}$$

Das durch die Blende ausgeblendete Bündel erster Ordnung trifft den Empfangsquarz Q_e in dem Abstand a von der nullten Ordnung: $a=(l/R)~(u/\nu)$. Bei $l=10~{\rm cm},~u=1500~{\rm m/s},~\nu=4\cdot10^6~{\rm Hz}$ und $R=0,3~{\rm cm}$ ist

$$a \approx 1.25 \,\mathrm{cm}$$
.

Öffnung und Lage der Blende B werden gemäß Bild 4 so gewählt, daß ein Bündel erster Ordnung Qe trifft und so aus der Apparatur gelenkt wird, wie es gezeichnet ist. Dabei ist das direkte Bündel saus dem Randgebiet des Sendequarzes relativ

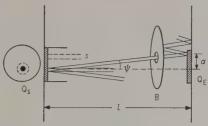


Bild 4. Anordnung zur Ausschaltung des Einflusses stehender Wellen.

schwach, so daß es nicht mehr ins Gewicht fällt. Wird als Blende B eine ebene Platte gewählt, so darf deren Fläche nicht mit den Flächen von Q_s und Q_e parallel stehen, sie muß vielmehr einen Winkel von etwa 60° mit der Verbindungslinie von Q_s und Q_e einschließen, damit die von Q_s kommenden nicht gebrauchten Schallwellen in einen toten Seitenbereich der Apparatur reflektiert werden, und die hindurchgelässenen und an Q_e reflektierten in der entgegengesetzten Richtung ebenfalls in tote Räume abgelenkt werden (siehe auch Bild 5). Die Dicke der Platte B wird ungefähr gleich einem ungeradzahligen Vielfachen der halben Wellenlänge in ihr gewählt, um die Durchlässigkeit auf ein Minimum herabzudrücken.

Die vorstehenden Überlegungen und die Praxis ergeben, daß die Blende B einen Durchmesser von 5 cm und eine runde Öffnung von 0,6 cm haben kann. Bei einer Entfernung zwischen $Q_{\rm s}$ und $Q_{\rm e}$ von 12,4 cm kann sie 4 cm vor $Q_{\rm e}$ liegen. Der Untersuchungsbereich für die in Abschnitt 1 beschriebenen Probleme liegt zwischen $Q_{\rm s}$ und B.

Die exakt richtige Einstellung der Blende B kann man so finden: Man moduliert den Oszillator mit einer Impulsspannung derart, daß die 4,04 MHz von Q_s in Form kurzer Impulse ausgesendet werden. Auf einem Oszillographenschirm werden diese Impulse sowie die am Empfänger nach mehrfachen Reflektionen auftretenden Impulse sichtbar gemacht. Durch Verschieben und Drehen von B findet man die Stellung, bei der nur noch der primäre Sendeimpuls sichtbar bleibt und alle anderen Impulse auf ein Minimum abgesunken sind. Diese Einstellung ist von Medium zu Medium neu vorzunehmen.

An Stelle der hier beschriebenen drehbaren Blende mit glatter Fläche kann natürlich auch eine andere nicht drehbare Blende mit absorbierenden Belägen verwendet werden.

5. Konstruktion von Meßstrecke, Sender und Phasenschieber

Von allgemeinem Interesse sind die Konstruktionen der Meßstrecke, des Senders und besonders des Phasenschiebers. Über diese Glieder der Schaltung sollen daher in den Bildern 5 und 6 einige Angaben gemacht werden.

i. Die Ultraschallmeßstrecke nach Bild 5

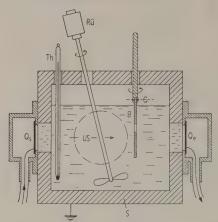


Bild 5. Die Konstruktion der Ultraschallmeßstrecke mit zwei Kristallen in festem Abstand.

In zwei gegenüberliegenden Wänden eines vernickelten Stahlrahmens von 10 mm Dicke befinden sich die Quarzplatten Qs und Qe. Sie grenzen nur mit einer Seite an die Flüssigkeit an und sind gegen Fremdspannungen sorgfältig abgeschirmt. Die abgeschirmten Hochfrequenzkabel, die als Zuführungen dienen, haben eine Länge von 50 cm, um der Apparatur eine hinreichende Beweglichkeit zu geben. In einer Ecke hinter der Zeichenebene steht das Thermometer Th. Für das Vorhandensein eines Rührwerks Rü muß gesorgt werden, denn mangelnde Durchwirbelung der Flüssigkeit führt zu unregelmäßigen Wärmeströmungen, die sich in einem pulsierenden Schwanken der Ellipse bemerkbar machen. Es ist darauf zu achten, daß der Rührer nicht durch zu schnelle Rotation Luftblasen in die Flüssigkeit einschleppt. Bei sehr geringen Ultraschallintensitäten kann es bisweilen zweckmäßig sein, ihn nicht in Betrieb zu haben. Die vordere und hintere Deckplatte des Stahlrahmens bestehen aus Plexiglas, das einen Einblick gestattet und als Isolator entweder Kondensatorplatten, Spulenkörper oder Strahleneintrittsfenster aufnehmen kann.

Der Hochfrequenzgenerator und Phasenschieber nach Bild 6.

Der Generator G ist aus zwei Teilen aufgebaut: Dem elektronengekoppelten Oszillator Osz mit dem Steuerquarz St, der als Dickenschwinger mit AT-Schnitt in der Grundwelle schwingt, und der Regelstufe Rst, welche gestattet, die Amplituden der über die Ultraschallstrecke und die davor und dahinter liegenden Selektivverstärker laufenden Meßspannung sowie die Amplitude der über den Phasenschieber laufenden Vergleichsspannung unabhängig voneinander einzustellen. Für diese Regelstufe der

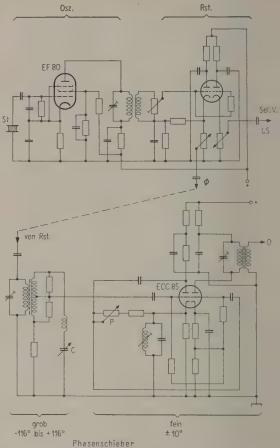


Bild 6. Der aus Oszillator und Regelstufe bestehende Generator des Interferometers. Phasengrobschieber und Phasenfeinschieber des Interferometers.

Hochfrequenzverstärkung wurde eine Regelung auf kleinem Impedanz-Niveau durch einfache Potentiometer gewählt. Dafür wird eine Transformation von dem hohen Innenwiderstand des Oszillator-Anodenkreises auf den niedrigen Widerstand der Regelpotentiometer mit Hilfe von Kathoden-Verstärkern vorgenommen. Dadurch wird auch eine gute gegenseitige Entkopplung der beiden Regelpotentiometer erreicht, was für die voneinander unabhängige Einstellung von Meß- und Vergleichsspannung wesentlich ist.

Der Phasenschieber Φ ist zweiteilig aufgebaut: Als Phasengrobschieber und als Phasenfeinschieber. Der Phasengrobschieber hat die schon oben im Abschnitt 3 geschilderte Aufgabe, zu Beginn der Messung eine Nullstellung gemäß Bild 2 b zu bewerkstelligen. Über die Eichkurve dieses Phasengrobschiebers braucht daher nichts bekannt zu sein. Als Phasenschieber wurde das aus Bild 6 ersichtliche LC-Netzwerk gewählt, weil es gestattet, in einer einzigen Stufe eine Phasenvariation von sehr viel mehr

als π zu erreichen. Der Verschiebungsbereich war $-116^{\circ} < \varphi < +116^{\circ}$ und an dem Drehkondensator C einstellbar.

Der Phasenfeinschieber dient zur Phasenmessung bei der in Abschnitt 3 beschriebenen Kompensationsmethode. Seine Schaltung ist im Prinzip die gleiche wie die des Phasengrobschiebers, jedoch ist der Symmetrieübertrager durch eine Röhrenschaltung ersetzt worden. Wegen der kleinen Gitteranodenkapazität und der geringen Verstärkung ist die Rückwirkung der Röhrenausgangsleitwerte auf die Eingangsadmittanz vernachlässigbar klein, so daß der Eingangsleitwert unabhängig von der Schieberstellung wird und die Phasenverschiebung aus dem Übertragungsfaktor exakt zu berechnen ist. Die Phasenverschiebung wird an dem Potentiometer P vorgenommen und umfaßt einen Bereich -90,7° $<\varphi<-105,6^{\circ}$. Als Drehwiderstand mußte ein Kohleschichtwiderstand Verwendung finden, dessen Widerstandsverlauf leider nicht ganz linear ist, so daß die für diesen Widerstand festgelegte Eichkurve es auch nicht ist.

Die vorliegende Arbeit entstand im Institut für Technische Akustik der Technischen Universität Berlin-Charlottenburg. Die hochfrequenztechnischen Berechnungen hat Herr Kalweit im Rahmen einer Diplomarbeit ausgeführt. Herr Oberingenieur Herzberg (Siemens u. Halske) war so freundlich, uns die Präzisions-Quarze anfertigen zu lassen. Die Verfasser danken dem Institutsleiter Herrn Prof. Dr. Cres

MER für die Förderung dieser Arbeit. Sie sind der Gesellschaft der Freunde der Technischen Universität zu ganz besonderem Dank verpflichtet, daß sie die Mittel zur Entwicklung des Phasenvergleichsinterferometers zur Verfügung gestellt hat.

(Eingegangen am 23. Mai 1960.)

Schrifttum

- [1] SCHAAFFS, W., Ann. Phys. (5) 40 [1941], 393.
- [2] Schaaffs, W., Z. phys. Chem. 196 [1951], 397.
- [3] Schaaffs, W., Erg. exakt. Naturwiss. 25 [1951], 109.
- [4] GOETZ, H. und ZAHN, W., Z. Phys. 151 [1958], 202.
- [5] Nomoto, O., Proc. Phys. Math. Soc. Japan 19 [1937], 339.
- [6] Schaaffs, W., Ann. Phys. (6) 2 [1948], 158.
- [7] Geiger, H. und Scheel, K., Handbuch d. Physik VIII, Abschnitt 12, S. 632.
- [8] Förster, F., Diss., Göttingen 1932.
- [9] Schreuer, E., Akust. Z. 4 [1939], 215.
- [10] Schaaffs, W., Z. Phys. 105 [1937], 576.
- [11] Fox, Fr., Diss. Cath. Univ. Washington 1937.
- [12] Fox, Fr. und Rock, G., Proc. Inst. Radio Engrs. 30 [1942], 29.
- [13] Fox, Fr. und Hunter, J., Proc. Inst. Radio Engrs. 36 [1948], 1500.
- [14] MEINKE, H. und Gundlach, F. W., Taschenbuch d.
- Hochfrequenztechnik, Springer-Verlag 1956.
 [15] Hiedemann, E. und Hoesch, K., Z. Phys. 104
 [1937], 197.
- [16] HIEDEMANN, E., Grundlagen und Ergebnisse der Ultraschallforschung, Berlin, W. de Gruyter 1939; Farbtafel im Anhang.

Buchbesprechung

Theorie und Praxis der Hörgeräteanpassung sowie Probleme der Begutachtung. Herausgegeben von Prof. Dr. med. Dipl.-Ing. K. Schubert, Universitätsklinik und Poliklinik für Hals-, Nasen- und Ohrenkranke Bonn. Unter Mitarbeit von Oberreg.-Med.-Rat Dr. F. Blohmke, Bonn, Reg.-Med.-Direktor Dr. E. Goetz, Bonn, Prof. Dr. med. W. Keidel. Erlangen, Reg. Rat Dr. H. Mrass, Braunschweig, Dr.-Ing. W. Puhlmann, Berlin, Prof. Dr.-Ing. F. Winckel, Berlin, 1960. XII, 196 Seiten, 112 Abbildungen, in 161 Einzeldarstellungen, Gr.-80 (Georg Thieme Verlag, Stuttgart), kartoniert DM 37,—.

Das Buch, dem ein Geleitwort von Min.-Rat Dr. med. Cl. Dierkes, Bonn, vorangestellt ist, enthält die Vorträge, die im März 1960 auf einem Lehrgang für die im Versorgungswesen tätigen Hals-, Nasen- und Ohrensärzte gehalten wurden. Dieser Lehrgang sollte den Versorgungsärzten die für ihre Tätigkeit notwendigen theoretischen und praktischen Grundlagen vermitteln.

Der Inhalt des Buches gliedert sich in die Hauptteile Theorie und Praxis der Hörgeräteanpassung und Probleme der Begutachtung. Die Namen der Verfasser und die Titel der Vorträge lauten:

- W. D. Keidel, Neuere Ergebnisse der Elektrophysiologie des Hörens,
- K. Schubert, Über Tonhöhenunterschiedsschwellen-Messungen,
- F. Winckel, Informationstheoretische Betrachtungen über Gehör und Hörgeräte,
- F. Blohmke, Die Beschaffung von Hörgeräten in der Kriegsopferversorgung,
- W. Puhlmann, Zur Technik der Hörgeräte,
- K. Schubert, Die Hörgeräteanpassung,
- H. MRASS, Über die Prüfung von elektrischen Hörhilfen,
- E. Goetz, Fragen der Begutachtung von Hörgeschädigten,
- K. Schubert, Probleme bei der Begutachtung des Gehörs.

An die einzelnen Vorträge schließen sich zum Teil ausführliche Literaturangaben an, die ein weiteres Eindringen in die Materie ermöglichen. Das in Satz und Abbildungen vorzüglich ausgestattete Buch ist nicht nur für den Versorgungsarzt interessant, so daß ihm eine weite Verbreitung zu wünschen ist. H. G. Diestel

OPTIMUM REVERBERATION TIME FOR SPEECH ROOMS BASED ON HEARING CHARACTERISTICS

by J. P. A. Lochner and J. F. Burger

National Physical Research Laboratory, Scientia, Pretoria, South Africa

Summary

Optimum reverberation time has been used as a criterion for the design of speech rooms for many years and will probably be used as such for many more years to come. The present investigations showed, however, that reverberation time is no measure of the excellence of a speech room but is in fact a secondary effect which depends on the same physical conditions which, in combination with certain hearing characteristics, determine the intelligibility of speech in a room. By making certain assumptions the optimum reverberation times for speech rooms have been calculated from the integration and masking characteristics of the hearing mechanism and were found to be in good agreement with previously assumed values based on empirical judgments.

Zusammenfassung

Die optimale Nachhallzeit war bisher — und wird es wahrscheinlich auch noch für viele Jahre bleiben — ein Maßstab für den Entwurf von Vortragsräumen. Die vorliegende Untersuchung zeigt jedoch, daß die Nachhallzeit kein Maß für die Güte eines Vortragsraumes ist. Die Nachhallzeit ist vielmehr eine Nebenerscheinung, die auf den gleichen physikalischen Grundtatsachen beruht, die — zusammen mit bestimmten Eigenschaften des Gehörs — die Sprachverständlichkeit in Räumen bestimmen. Unter bestimmten Voraussetzungen wurden die optimalen Nachhallzeiten für Vortragsräume aus den Summierungs- und Verdeckungseigenschaften des Gehörs berechnet und in guter Übereinstimmung gefunden mit bisher benutzten, aus der Erfahrung gewonnenen Werten.

Sommaire

Pour l'établissement des salles de conférence la qualité recherchée depuis de nombreuses années (et qui le sera encore dans bien des années à venir) est la recherche du temps optimum de réverbération. On montre cependant dans la présente recherche que le temps de réverbération ne mesure pas la qualité d'une salle de conférence mais qu'il est effectivement un effet secondaire dépendant de certaines conditions physiques qui, en liaison avec certaines caractéristiques d'audition, déterminent le degré de compréhensibilité de la parole dans une salle.

En faisant certaines hypothèses on a calculé la valeur optima du temps de réverbération dans les salles de conférence par l'intégration de caractéristiques relatives au mécanisme de l'audition; on l'a trouvée en bon accord avec des valeurs déjà connues qui avaient été déterminées empiriquement.

1. Introduction

It was realised early in the 19th century that sound reflections in a room have a profound influence on the intelligibility of speech and the quality of music, but all contributions were of a qualitative nature and it was not until the historical work of Sabine at the turn of the century that quantitative contributions in this connection were made.

In his paper published in 1900 Sabine [1] gives the requirements for good hearing in an auditorium as follows:

"... it is necessary that the sound should be sufficiently loud; that the simultaneous components of a complex sound should maintain their proper relative intensities; and that the successive sounds in rapidly moving articulation, either of speech or music, should be clear and distinct, free from each other and from

extraneous noises. These three are the necessary as they are the entirely sufficient, conditions for good hearing."

It was realised by SABINE that a room should not be too reflective but also not too dead and he thus looked for some unit in which the reflectiveness of a room could be expressed. He created the concept of reverberation time which is a measure of the rate of decay of sound in a room and is also a measure of the reflectivity of the room surfaces. It seemed clear that there should be a relation between the reverberation time of a room and its suitability for speech and music and that there should for each purpose be an optimum reverberation time. As it was it turned out that this quantity could relatively easily be measured and calculated from the absorption coefficients of the room concerned. What was of greater practical significance, however, was that a room could be designed to have almost any required reverberation time. The only problem that remained was to establish the optimum reverberation times required for different purposes.

The establishment of optimum reverberation times was by no means an easy matter as they had to be based on the subjective judgment of observers, of whether a room was suitable for its purpose or not. It is for this reason that there are so many different optimum reverberation times specified by different authors.

The only attempt to derive optimum reverberation times experimentally, that we know of, is that described by Knudsen [2]. He carried out articulation tests and speech level measurements in a number of existing halls and deduced from them the optimum reverberation times for speech rooms (see Fig. 6).

Reverberation time was first regarded as the sole factor governing the intelligibility of speech and the quality of music in an auditorium. It later appeared, however, that this was not the case and that certain auditoria, in spite of optimum reverberation time, furnished very poor acoustical results. It was then realised that there were other factors affecting the acoustical suitability of a room. Today it is generally accepted that reverberation time is the most important single factor determining the acoustical outcome of any room but that certain empirical design rules must be complied with in order to ensure satisfactory acoustical conditions.

From the above it is clear that architectural design is in spite of all efforts that have been made, still largely based on empirical rules. This state of affairs will probably exist for some time to come as far as music halls are concerned. As far as speech rooms are concerned, however, the authors have obtained excellent results by basing designs on the results of recent work [3] on those characteristics of hearing that determine the intelligibility of speech in auditoria.

The intelligibility of speech over an electro-acoustical transmission system has been investigated by French and Steinberg [4] and as a result of their work it is now possible to calculate the intelligibility of speech from the transmission characteristics of a system. In a speech room, however, which is also a transmission system, their technique could hitherto not be applied as a result of the effect of reflections in the room on the intelligibility of speech. There is, however, the possibility that their technique can be adapted to the calculation of intelligibility in a speech room taking the reflection characteristics of the room and the integration and masking characteristics of the hearing system into account.

In this article a simplified technique for calculating the intelligibility of speech in a room is describ-

ed. This calculation is based on the reflection characteristics of the room and the integration and masking characteristics of the hearing mechanism.

Using this technique and making certain assumptions optimum reverberation times for speech rooms were calculated.

2. Factors affecting the intelligibility of speech in a room

When listening to a speaker in a room an observer fixes the position of the sound source by the relative times of arrival and amplitudes of the first sound pulses of every speech sound reaching his two ears. To the observer it sounds as though all the sound comes directly from the speaker's mouth, whereas in actual fact most of the acoustical energy reaches him after reflection from the different surfaces in the room.

What happens, in fact, is that the reflections are masked by the first pulses of every speech sound so that they cannot, within a certain period, be distinguished as separate signals, but they are at the same time integrated with the direct sound to increase the intelligibility of speech. Reflections arriving after the integration period cause overlapping of speech sounds and act as masking noise, reducing the intelligibility of speech.

We thus have the position that the direct sound plus reflections within the integration period have a positive effect, and late reflections plus extraneous noise a negative effect on the intelligibility of speech.

2.1. Effect of speech level and masking noise on intelligibility

It is well-known that the intelligibility of speech is reduced by extraneous noise but that it can, within limits, be compensated for by an increase of effective signal level. Fig. 1 shows a set of curves, for

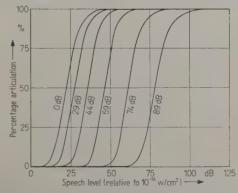


Fig. 1. Curves of percentage articulation vs. echoless speech level with background noise level as parameter.

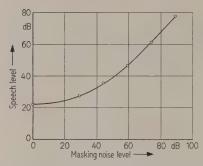


Fig. 2. Curve of echoless speech level required for 50% articulation vs. masking noise level, both referred to $10^{-16}\,\mathrm{W/cm^2}$.

different background noise levels, of the percentage articulation of echoless speech vs. its level above $10^{-16}\,\mathrm{W/cm^2}$ as obtained in an anechoic chamber, using a flat response reproduction system and Afrikaans monosyllabic word lists similar to the Harvard P.B. 50 articulation test lists. The masking noise was random noise filtered to have the same energy spectrum as that of the recorded speech used for the articulation tests.

Fig. 2 gives a curve of the echoless speech level required for 50% articulation vs. masking noise as deduced from the curves of Fig. 1.

2.2. Integration characteristics of the hearing system

It was established by the authors [3] that reflections in a room arriving within a certain period after the direct sound contribute towards a higher intelligibility of speech whereas reflections arriving after this period have the opposite effect. The contributions of each of these echoes depends on its level, and time of arrival relative to the primary sound.

The curves of Fig. 3 [5] give the fraction (a) of the energy of a single echo integrated with the direct sound as function of delay time and level. Experi-

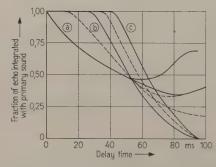


Fig. 3. Fraction of energy integrated with the primary sound for +5 dB (a), 0 dB (b), and -5 dB (c) echoes. Dotted lines are interpolations for +2.5 dB and -2.5 dB.

ments carried out seemed to indicate that these curves also hold for multiple echoes.

3. Calculation of the intelligibility of speech in a room

A technique similar to that of French and Steinberg [4] could be used to calculate the intelligibility of speech in a room, provided that

- (i) the direct sound intensity and reflection pattern at the observer in each of the frequency bands are known;
- (ii) the integration characteristics of the hearing mechanism are known for each of the frequency bands;
- (iii) the masking effect of echoes is known for each of the frequency bands; and
- (iv) the extraneous noise level and its total masking effect in each of the frequency bands is known.

At present it is not possible to establish all the above requirements but a simplified, and we believe significant calculation can be based on the following:

- (i) Both the effective and masking signals in a room are considered to have the same frequency spectrum as that of normal speech and it is therefore not necessary to divide the total spectrum into bands of equal contribution to articulation.
- (ii) The power radiated by a specific speaker has to be measured or else calculations have to be based on experimental results such as those obtained by KNUDSEN [2] and given in Fig. 4.
- (iii) The reflection pattern in the room has to be measured or calculations made based on reasonable assumptions.
- (iv) The background noise level in a room has to be measured or a reasonable assumption made. It is thought that the audience noise in a normal room can best be represented by a uniform radiation from the entire floor area.
- (v) It is assumed that the integration characteristics of the hearing mechanism are the same for multiple echoes as for a single echo (Fig. 3); and
- (vi) it is assumed that the signals arriving after the integration period can be added to the background noise on a power basis and that the resultant signal has the same masking effect as noise of the same power and with the spectral composition of speech.

With the above information and assumptions at our disposal it is possible to make calculations of the intelligibility of speech in a room with the aid of the curves of Figs. 1, 2 and 3. Such calculation

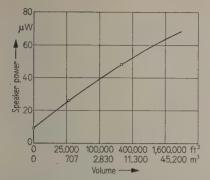


Fig. 4. Curve showing the probable speaker power in auditoriums of different sizes. (After Knudsen.)

would consist of determining the effective acoustical power of the direct sound plus reflections within the integration period with the aid of the curves of Fig. 3. The power in reflections arriving after the integration period is then added to the power of the background noise existing in the room to furnish the total masking power. The effective speech level required for 50% articulation under this noise level can be read from the curve of Fig. 2. The difference between estimated effective level and that required for 50% articulation can be used to read the percentage articulation expected from the curves of Fig. 1. Instead of carrying out interpolations between the curves of Fig. 1 it will be sufficient to make use of the nearest curve and to assume that within limits these curves are displaced horizontally by masking noise without altering their shape.

4. Calculation of optimum reverberation time

The optimum reverberation time for a speech room is that reverberation time which will furnish the highest intelligibility of speech. Intelligibility can be calculated as described above provided certain assumptions are made. The actual intelligibility of speech is, however, not required for this calculation; all we need to know is the effective speech level in excess of what is required for 50% articulation. If this is plotted against reverberation time for a specific room, then the maximum in the curve indicates the optimum reverberation time. It is thus possible to calculate the optimum reverberation time for different room volumes.

Optimum reverberation time is normally specified as a function of room volume. We know now that it is neither reverberation time nor the room volume that counts as far as intelligibility of speech is concerned, but rather the amplitude and time of arrival of the reflections in the room. In order to be able to calculate optimum reverberation time it will be necessary to make assumptions as far as reflections

in the rooms are concerned. Calculations based on two sets of assumptions are given below.

4.1. Calculations based on discrete reflections

This set of calculations was based on a simple geometrical configuration for which the delay time and level of discrete reflections could be calculated. The assumptions made in addition to those of 3.1. were as follows:

- (i) Taking D as an arbitrary unit, the rooms considered had a length of 1.5 D, a width of 1.0 D, and a ceiling height of 0.5 D.
- (ii) The speaker was a point source on the centre line of the room, 0.1 D from the front wall and 0.1 D above the floor.
- (iii) The listener was on the centre line of the room at a distance of 0.4 D from the rear wall and 0.1 D above the floor.
- (iv) All surfaces had the same reflection coefficient independent of frequency and angle of incidence.
- (v) All surfaces were assumed to be large compared with a wavelength so that the methods of geometrical optics could be employed.
- (vi) The sound power radiated by the speaker was a function of room volume as obtained by KNUDSEN, (Fig. 4).
- (vii) Audience noise was assumed to be radiating at a uniform rate of 10⁻¹³ W/cm² from the entire floor.

In order to obtain the effective speech and noise levels the intensity of the direct sound and intensities and arrival times of all reflections that had met five or fewer reflecting surfaces were calculated. The direct intensity was obtained from the inverse square law and the subsequent reflections from BOLT, DOAK and WESTERVELT'S [6] relations taking into consideration the inverse square law and the reflection coefficients of the different surfaces.

Integration of the effective signal was performed as described before.

The masking signal was obtained by adding the reflections arriving after 95 ms, as obtained from the above, to the background noise signal given by

$$I_{\rm n} = \left(\frac{1.09}{\alpha} - 0.09\right) 10^{-13} \, \text{W/cm}^2, \qquad (1)$$

where α is the absorption coefficient of the room surfaces.

The excess of effective signal over that required for 50% articulation was calculated as described before and plotted in Fig. 5 as a function of α for different room sizes. The maxima of these curves for the different room sizes gave the optimum average absorption coefficients from which optimum

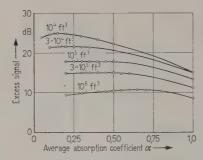


Fig. 5. Curves of excess of effective signal over that required for 50% articulation vs. absorption coefficient for different room volumes.

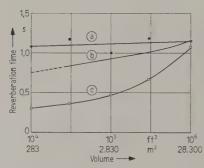


Fig. 6. Curves of optimum reverberation time as a function of room volume:

- (a) As obtained from discrete reflections;
- (b) After Knudsen;
- (c) Assuming a logarithmic decay.

reverberation times were calculated using the Sabine formula. These points have been plotted in Fig. 6 in which curve (a) is the best straight line drawn to fit them. This indicates an optimum reverberation time practically independent of volume as compared with the curve of Knudsen shown as (b).

4.2. Calculations based on logarithmic decay

In this set of calculations the classical ideal logarithmic decay of sound in a room was assumed.

The reverberant sound intensity in a room is given by

$$I = \frac{4 W}{R} W/\text{cm}^2$$
,

where W is the acoustic output of the speaker, and $R = S \, \alpha / \, (1 - \alpha)$.

The effective signal in the reverberant sound was taken as

$$I_{e} = \frac{4 W \int_{0}^{0.095} a e^{-\frac{13 \cdot 8t}{T}} dt}{\int_{0}^{\infty} e^{-\frac{13 \cdot 8t}{T}} dt}$$
(2)

and the speech noise signal as

$$I_{\rm s} = \frac{4W}{R} \int_{0.095}^{\infty} e^{-\frac{13 \cdot 8t}{T}} dt \int_{0.095}^{\infty} e^{-\frac{13 \cdot 8t}{T}} dt$$
(3)

where t is the time, T the reverberation time, and a the fraction of the energy of an echo arriving at time t which is integrated with the direct sound as given by the curves of Fig. 3.

The direct signal was added to the effective reverberant speech signal to give the total useful speech signal. All the noise components were added to give the total masking noise. Curves of excess signal above that required for 50% articulation were calculated as before; points of optimum reverberation time vs. room volume derived from them are plotted in Fig. 6 and curve (c) drawn through them.

5. Further deductions

It is of interest to note how the ratio of effective speech signal to noise of the reverberant speech sound varies with reverberation time in a room. Fig. 7 gives a curve of effective signal to noise ratio in dB, vs. reverberation time for any room volume based on the assumption of a logarithmic decay and neglecting background noise.

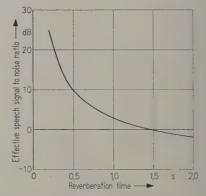


Fig. 7. Curve of effective speech signal to noise ratio vs. reverberation time for any volume of room based on the assumption of a logarithmic decay and neglecting background noise.

From the results of section 4.1. the curves of Fig. 8 were plotted to show how, with given conditions of radiation, room volume affects signal strength under optimum reverberation conditions. Curve (a) gives the excess signal assuming a constant power of $50~\mu\mathrm{W}$ being radiated by the speaker. Curve (b) is based on Knudsen's relation between power radiated and room volume.

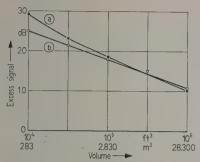


Fig. 8. Excess of effective signal over that required for 50% articulation for different room volumes assuming (a) a constant radiation of $50 \,\mu\text{W}$ from the speaker, (b) Knudsen's relation.

6. Conclusions

Bearing in mind the various assumptions that have been made, the following conclusions may be drawn from the results obtained:

- (i) An optimum reverberation time for a room can be deduced from hearing characteristics. The results are in good agreement with the accepted values if discrete reflections are used for the calculations. If a logarithmic decay of sound is assumed, the calculated results differ considerably from the accepted values.
- (ii) From the poorly defined maxima of the relevant curves it appears that reverberation time is by no means critical, and that considerable deviation from the optimum value should not impair intelligibility very much. Since the amplitudes and arrival times of reflections in a room really determine the intelligibility of speech the reverberation time gives very little indication of the intelligibility to be expected.

(iii) The optimum reverberation time for speech rooms as calculated is practically independent of room volume (curve a, Fig. 6). It is interesting to compare this result with that obtained by Kuhl [7] for music. He reached the conclusion that the optimum reverberation time for a recording studio was a function of the type of music being performed and not of room volume.

Acknowledgements

The authors wish to thank Mr. D. GILDENHUYS of the Computation Unit of the National Physical Research Laboratory for programming and computing the reflections used in the calculations.

(Received April 24th 1960.)

References

- [1] Sabine, W. C., Collected papers on Acoustics 4. Harvard University Press (1922).
- [2] KNUDSEN, VERN O., Architectural Acoustics, Chapter XVII. John Wiley and Sons, U.S.A. [1947].
- [3] LOCHNER, J. P. A. and BURGER, J. F., The Subjective masking of short time delayed echoes by their primary sound and their contribution to the intelligibility of speech. Acustica 8 [1958], 1.
- [4] FRENCH, N. R. and STEINBERG, J. C., Factors Governing the intelligibility of speech sounds. J. acoust. Soc. Amer. 19 [1947], 90.
 [5] LOCHNER, J. P. A. and BURGER, J. F., The intelli-
- [5] LOCHNER, J. P. A. and BURGER, J. F., The intelligibility of reinforced speech. Acustica 9 [1959], 31.
- [6] Bolt, R. H., Doak, P. E. and Westervelt, P. J., Pulse statistics analysis of room acoustics. J. acoust. Soc. Amer. 22 [1950], 328.
- [7] Kuhl, W., Nachhallzeit großer Musikstudios. Acustica 4 [1954], Beiheft 2, 618.

INTERNATIONAL COMPARISON MEASUREMENTS IN THE REVERBERATION ROOM

by C. W. Kosten

Technological University, Delft, Netherlands

Summary

ISO/TC 43 has undertaken the task to draw up an international standard for the measurement of sound absorption in the reverberation room. This publication is a report of extensive international comparison measurements, carried out to supply the necessary information for such a standard. The results are:

1) a sample of 10 m² is desirable;

- 2) such a sample requires a room of not less than about 180 m³, in which a large number of large diffusing elements are installed in order to provide a really diffuse reverberant field;
- 3) the remaining discrepancies between the various institutes are probably mainly due to variations in edge effect. The latter point is in need of further study.

Sommaire

ISO/TC 43 est en train d'établir une norme internationale pour la mesure de l'absorption du son à l'aide de salles réverbérantes. La publication qui suit est le compte-rendu des nombreuses mesures de comparaison internationale entreprises afin de fournir les éléments d'information nécessaires pour l'établissement d'une telle norme.

Les résultats sont les suivants:

1) Il faut un échantillon de 10 m².

2) Un tel échantillon exige une salle plus grande que 180 m³ dans laquelle sont installeés de nombreux éléments diffusants de grande dimension permettant d'assurer la parfaite diffusion du champ sonore réverbérant.

3) Probablement les autres différences entre les différents instituts sont dues essentiellement aux effets de bord. Ce dernier point réclame une étude ultérieure.

Zusammenfassung

ISO/TC 43 bereitet eine internationale Normvorschrift hinsichtlich der Messung der Schallabsorption nach dem Nachhallverfahren vor. Diese Veröffentlichung ist ein Bericht über umfangreiche internationale Vergleichsmessungen, ausgeführt mit dem Zweck, eine solide Grundlage für eine derartige Norm zu schaffen. Die Ergebnisse sind:

1. eine Prüfstofffläche von etwa 10 m² ist erwünscht;

2. der Hallraum sollte sodann nicht kleiner sein als etwa 180 m³ und ausgestattet sein mit einer großen Zahl von großen Streuelementen, um zu gewährleisten, daß das abklingende Schallfeld genügend diffus ist;

3. die restlichen Abweichungen zwischen den Laboratorien rühren wahrscheinlich zum größten Teil her von dem Kantenbeugungseffekt. Dieser Punkt bedarf weiterer Untersuchung.

1. Introduction

During the last decade many efforts have been made to arrive at an agreement with respect to an international standard for the measurement of sound absorption in the reverberation room. At the occasion of a meeting of Technical Committee 43 of the International Organization for Standardization, under whose aegis such a standard comes, it was decided that comparison measurements would be carried out in many institutes, all measuring a sample of the same material, Sillan, in order to check the effectiveness of the proposed standard at that time, 1958. The chairman of the working group, Prof. Dr. L. CREMER, organized the test, that we shall call the First Round Robin. The material was put at

the disposal of all participants by Grünzweig and Hartmann, Ludwigshafen. The author undertook the evaluation of the reports of the participating institutes. A first verbal report was brought before the members of the Third ICA-congress, Stuttgart 1959 by the author [1].

The First Round Robin was successful in that respect that it became clear that results could be obtained with reasonable accuracy, results that compare reasonably with the values that were expected from tube measurements, provided extensive measures are taken to guarantee a diffuse reverberant sound field in the room. Many problems were only partly solved, however, such as the dependence of the absorption coefficient upon the surface of the sample, the volume of the room, the degree of diffusions.

sivity of the field, etc. It was, therefore, decided to continue and extend the international measurements. This work will be called the Second Round Robin. Participants were asked to measure again, this time as a function of the area of the sample (4, 8 and 12 m²) and as a function of the degree of diffusivity (absent, probably insufficient, probably sufficient, certainly sufficient).

The author, again, undertook the evaluation of the reports. The result of that evaluation was brought to the attention of those present at the meeting of ISO/TC 43/working group 3 at Rapallo in March 1960 and of the participating institutes. In our opinion — and that of many others we daresay — the result was very satisfactory and decisive, so that a reasonable agreement as to a draft-recommendation could be reached.

There are others, however, who are of opinion that we did in Rapallo a very decisive step in an entirely wrong direction, so that the reverberation method finally lost its raison d'être completely.

Since the problem is, in our opinion, of great importance and since also those who did not participate in the international discussions of ISO/TC 43/WG 3 may be interested in the work, we thought it to be desirable to publish the result of the Second Round Robin. It should be made clear, however, that this publication is of a personal character only. Statements made need not necessarily be supported by ISO/TC 43. The results of the measurements are reproduced here with the kind permission of the participating institutes.

To begin with, we shall discuss in general what we should aim at while standardizing the reverberation method. It is obvious that this point is perhaps liable to the largest divergence of opinion, and is — more than the facts that follow — to be considered as the personal feeling of the author only.

2. What we should aim at with the reverberation method

The sound absorption coefficient of a material can be measured easily and with relatively great accuracy in a standing wave tube. It is considered a disadvantage of this method, however, that it is only suited to measure at normal incidence of sound. In practice normal incidence of sound is usually an exception. Problems like the computation of the reverberation time T of a hall, a classroom, a studio, or the reduction of the noise level in a factory, an office, are frequently dealt with in a statistical way. The sound field is supposed to be diffuse. E. g., for the computation of the reverberation time T a formula is used that is derived on the basis of a diffuse field. The sound absorption coefficient wanted for

these calculations is then necessarily that for random incidence. The situation in cases of noise reduction is frequently similar.

It is considered the great advantage of the reverberation method that it yields this absorption coefficient at random incidence. Let us assume that this is the case indeed; the results that follow corroborate this statement, provided special precautions are taken to assure that the reverberant sound field is diffuse indeed.

Whether this is really an advantage or not is a source of divergence of opinion. Many acousticians, the author included, are of opinion that we should try to measure as precisely as we can the absorption coefficient at random incidence indeed. Diffuseness of the sound field is the basis for the reverberation formula. Moreover it seems feasible to specify how to make a field sufficiently diffuse, whereas a semi-diffuse field is difficult to define.

Others are not unconditionally in favour of the diffuse field as being our ideal. They state that practical sound fields are seldom approximately diffuse, e. g. in a classroom or an office where only the ceiling is highly absorbent, so that α for random incidence would predict a too short reverberation time. They prefer therefore the measurement of α under conditions of diffusivity that are comparable with practice. In our opinion, however, this is like pleading for a reduction of the unit of mass since there is a general tendency to sell Jess than a unit when a unit is asked for.

Personally I am strongly in favour of maintaining our high standard. We ought to measure a constant of the material, the random incidence coefficient. If sound fields in practice are not sufficiently diffuse to justify the use of this coefficient this means that an unsolved problem faces us. It seems wiser to separate the problems clearly and to solve them individually rather than to mix the problems to an unsolvable aggregate that will keep us busy indefinitely.

Another controversy has arisen with respect to the edge effect. It is well-known that the measured coefficient α increases with decreasing area F of the sample. The free edges of the sample invoke diffraction of the waves, resulting in greater absorption coefficients. When the dimensions of the sample exceed a few wavelengths the increase of the equivalent absorption area A will be approximately proportional to the total length of the free edges, so that

$$\alpha = \alpha_{\infty} + \beta E \tag{1}$$

where α_{∞} is the coefficient for an infinite sample, E the length of free edge per unit area of the sample, and β a constant, viz. the incremental absorption coefficient per unit of free edge per m^2 area, viz. per unit of E. Let us call E the relative edge length.

The best scientific approach of the entire problem would undoubtedly be:

- i) to measure α_{∞} ,
- ii) to measure β ,
- iii) to develop methods of calculation for the use of α_{∞} and β in practice, suitable even in cases where the sound field is only semi-diffuse.

It has been stated (Meyer and Kuttruff [2], Ingerslev [3]) that it is possible to measure α_{∞} in the reverberation room by covering the whole floor or one wall with the material under test. This would solve only part of the problems, since β is needed too. Another possible approach is of course to measure α for several values of E and to separate α_{∞} and β with the approximate equation (1). This method has several advantages: it is not necessary to cover the whole floor, it yields α_{∞} and β , and it enables one to measure β for various conditions of the edges, on which β is undoubtedly dependent.

It was accepted by the working group in Rapallo that a standard should aim at the measurement of α in a perfectly diffuse field, and that a reasonable amount of edge effect should be included.

To give an idea of the order of magnitude of β : in the Second Round Robin β was found to be between 0.04 and 0.14. When $12\,\mathrm{m}^2$ of the material is used the relative edge length is approx. $1.2\,\mathrm{m}^{-1}$, so the increment $\beta\,E$ would be between 0.05 and 0.17. It goes almost without saying that $\beta\,E$ in practice will depend upon the material in question, the dimensions of the area and the way of application.

3. Material and instructions

The material distributed amongst the laboratories was a kind of rockwool, Sillan, 5 cm thick, $100 \, \mathrm{kg/m^3}$ (see [1] for more information). In order not to increase E too much, the material was to be applied in one single area near the middle of the floor or one wall. Measurements were requested with the areas 4, 8 and $12 \, \mathrm{m^2}$.

The results of the First Round Robin [1] had shown clearly that the discrepancies between the institutes were small only when many diffusing elements were present in the room, and that the results, then obtained, were trustworthy since they compared favourably with the results of the tube measurements (after conversion for random incidence and some addition for edge effect). The following instructions for obtaining a diffuse reverberant field were, therefore, given:

"Rooms with flat walls, oblique or not, and rooms with only a few m² of vanes, rotating or not, and arrangements with many loudspeakers and/or microphones

should be dealt with as rooms without any diffusivity at all. It is not at all easy to make a reverberant sound field sufficiently diffuse. Much more is needed than is generally thought. Sufficient diffusivity is probably almost reached when three non-parallel boundaries (floor, walls and/or ceiling) are polycylindric. If you have a room without sufficient diffusivity it is impossible to make three walls polycylindric for the mere benefit of this Round Robin only. Moreover it is not at all certain that 3 polycylindric walls are entirely satisfactory. There is, however, a very simple way of introducing diffusing elements. An adequate diffusing element is a plate of plywood of only a few millimeters thickness and an area between 0.8 and 2 m² (both sides 1.6 to 4 m2). The plate might be slightly curved. Sufficient diffusivity is probably reached by hanging in a thoroughly random way a large number of these plates in your room. The total area should probably be approximately equal to the surface of the floor (both sides of the plates together twice the floor surface). In order to measure as a function of diffusivity the total surface may be increased, say, from 0.4 to 0.8 and further to 1.2 times the floor surface. Instead of plates (that may perhaps not be available immediately) you can use all other obstacles or elements that are sufficiently large and reflecting, such as tables, wooden chairs, light panels, wooden doors etc. etc. It is, however, certainly insufficient to put a number of these objects on the floor thus 'filling' only the lower half of the room. In doing so you do not diffuse sufficiently at random. A way to verify whether or not the elements are hanging at random is the following. The projections of the elements on each boundary (wall, floor or ceiling) should cover almost the same percentage of that boundary. So, if all plates are horizontal, the projection on a vertical wall is small; the plates are not arranged at random.



Fig. 0. A typical reverberation room with diffusing elements as requested for the Second Round Robin.

If they all are hanging vertically, the projection on floor and ceiling is too small. So, in order to get randomness all angles of inclination must occur equally frequently."

A typical room in the "sufficiently diffuse" state is shown in the photograph.

The absorption coefficient was to be computed with the aid of Sabine's formula:

$$T = 0.163 V/A$$
.

4. The participating laboratories

Of the laboratories that received material the following ones sent a report up till now (1st June 1960):

- Stockholm, Kung. Tekniska Högskolan, Institut för Buggnadsakustik,
- 2. Dresden, Institut für Elektro- und Bauakustik,
- 3. Copenhagen, Lydteknisk Laboratorium,
- 4. Göteborg, Chalmers Tekniska Högskola, Akustiklaboratoriet,
- 5. Palaiseau, Départment Acoustique du C.N.E.T.,
- 6. Helsinki, The Finnish Broadcasting Corporation
- 7. Meudon, Radiodiffusion-Télévision Française,
- 8. Braunschweig, Physik.-Technische Bundesanstalt.
- 9. Beograd, Physical department of the Institute for Testing Materials,
- 10. Stockholm, The Swedish Institute for Materials Testing,
- 11. Ottawa, Building Physics Section, National Research Council Canada,
- 12. Delft, Technisch Physische Dienst TNO-TH.,
- 13. Berlin, Institut für Technische Akustik der TU,
- 14. London, British Broadcasting Corporation,
- 15. Prague (parallel), Research Institute of Sound Picture and Reproduction in collaboration with the Institute of Physics, Electr. Faculty of the Techn. University,
- 16. Prague (non-par.), ditto,
- 17. Moscow, Acoustical Laboratory Architectural Design Bureau.
- 18. Moscow, Acoustical Institute Academy of Sciences USSR,
- 19. Teddington, National Physical Laboratory, Applied Physics Division.

The reports will be quoted by the reference number.

5. The data (Figures 1...19)

The reports contain so much information that for this concise paper a choice had to be made. The result of this choice is to be found in figures 1...19, each figure bearing the same number as the reference number of the institute. Moreover each figure bears the name of the city of the institute. The following legend applies to all figures 1...19.

- i) The curves represent Sabine's coefficient α_S in percents as a function of frequency for a few areas F and a few states of diffusivity $a \dots d$;
- ii) the curves are labelled and drawn in the following way:

number of curve		F approx.	diffusivity
12a 8a 4a	1	12 m ² 8 m ² 4 m ²	maximum maximum maximum
12b 8b 4b	△-·△ △-·△ △-·△	$\begin{array}{c} 12 \text{ m}^2 \\ 8 \text{ m}^2 \\ 4 \text{ m}^2 \end{array}$	medium medium medium
12 c 8 c 4 c	0 O	$\begin{array}{c c} 12 \text{ m}^2 \\ 8 \text{ m}^2 \\ 4 \text{ m}^2 \end{array}$	poor or absent poor or absent poor or absent
12d 8d 4d		$\begin{array}{c c} 12 \text{ m}^2 \\ 8 \text{ m}^2 \\ 4 \text{ m}^2 \end{array}$	absent absent absent

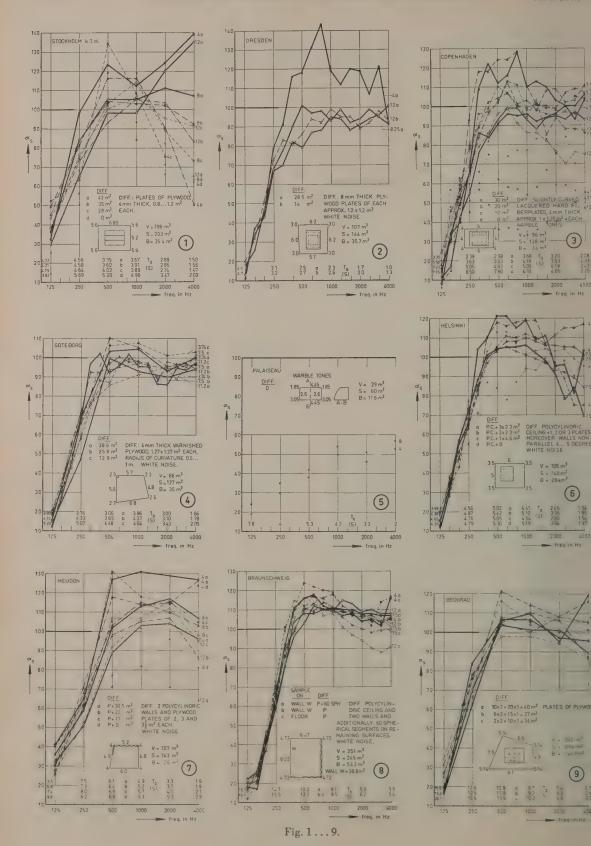
When the area F is not exactly 4 or 8 or 12 m^2 the number of the curve indicates the exact value, e. g. 8.25 a (see Fig. 2);

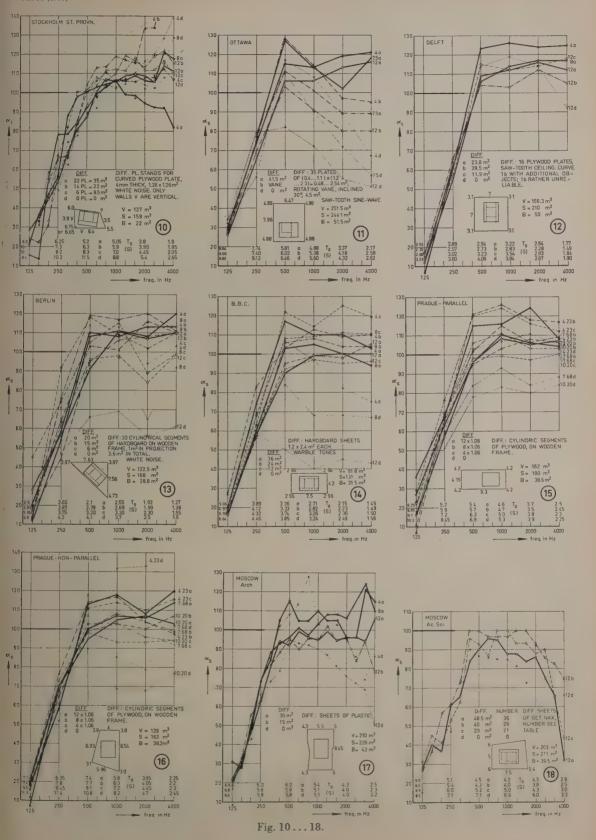
- iii) the right hand corner at the bottom of each figure contains information about the dimensions and the diffusivity, viz. V = the volume of the room; S = the surface of floor + walls + ceiling; B = the surface of the boundary to which the sample was applied; the drawing represents B and the position of the samples: the numbers near the middle of the boundaries indicate their lengths in m, the numbers at the corners the height at that corner;
- iv) the reverberation time T_0 of the empty room is indicated above the frequency scale for the various states of diffusivity (see indication near 1000 Hz);
- v) the curves a apply to the state of maximum diffusivity. Since this is in our opinion the most desirable state these curves are drawn heavily.

6. General remarks concerning figures 1...19

The aim of the measurements was not to get acceptable results, but to contribute to a concerted effort to understand the behaviour of reverberation. Many curves were obtained knowing that the results would be "bad". Several institutes reported not to have entirely satisfactory facilities, but participated in order to supply data for a better understanding. So one should be very careful when criticizing a specific result.

The conclusion from a first glance at the figures 1...19 is obviously that we can obtain any result wanted by properly choosing the conditions of measurements.





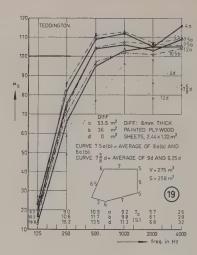


Fig. 19.

Another conclusion that is readily obtained is that the curves corrsponding to poor or absent diffusivity are worthless and entirely unreliable. The dotted line in Fig. 20 represents the absorption coefficient for random incidence as calculated from the normal incidence coefficient as measured in a standing wave tube. It was tacitly assumed, in doing so, that the material is locally reacting. Assuming furthermore that α_S in the reverberation room must be even greater due to edge effect we expect approximately $\alpha_S = 100$ at high frequencies. From Figs. 1, 3, 5, 7, 11, 13, 14, 15, 16, 17 and 19 it is clear that poor diffusivity is entirely unacceptable.

We will, therefore, concentrate in this section on the results obtained in the most diffuse state, i. e. on the heavy curves (a).

From a historical point of view it seems interesting to study the influence of the area F and the volume V (Fig. 20 and 21 respectively). It is clear that there is — as mentioned many a time in literature — a rather strong dependence on F. The dotted line in Fig. 20 is given for comparison, which shows that on the average α_S is larger than predicted from tube measurements after conversion by computation to random incidence. Bearing in mind that the relative edge length E increases with decreasing area F, the conclusion forces itself upon us that the edge effect is responsible for the dependence on F (as known from literature).

The dependence on the volume V (Fig. 21) is less pronounced, but in our opinion significant.

Since α_S decreases with F and increases with V, it seems logic trying to combine these effects by supposing, e.g., that α_S depends only upon the parameter F/S or $F/V^{*/*}$. If a correlation would exist between α_S and F/S or $F/V^{*/*}$ this would provide us of a possibility to arrive at the same result in rooms

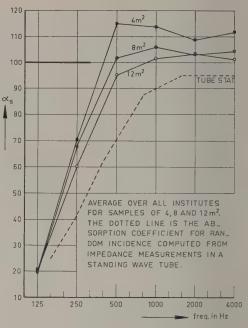


Fig. 20. Influence of area F; diffuse rooms.

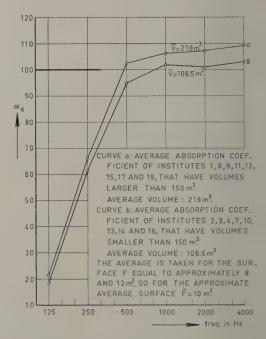


Fig. 21. Influence of volume V; diffuse rooms.

of different size by requiring a larger sample in a larger room.

The results of the First Round Robin (mis)led the author, too, to give credence to such a reasoning. He proposed F/V^{*l_3} as a possible parameter [1]. We made a plot, therefore, of α_S against F/V^{*l_3} (Fig. 22). In order to get average results we used the average

value of α_S at 500, 1000, 2000 and 4000 Hz (abbreviated symbol $\bar{a}_{500}...$). The dotted line is the straight line that gave the best fit in the First Round Robin.

The tremendous spread in Fig. 22, especially at low values of $F/V^{*/*}$, dashes all expectations of giving an explanation, at least at first sight. There is a general tendency towards a high value of α for small areas F (which is well-known). At values $F/V^{*/*} > 0.4$ the absorption coefficient decreases less rapidly. This seems to corroborate, or at least not to violate, the statement of Meyer, Kuttruff [2], that α_S reaches the "true" value when the entire (floor) surface is covered with the material, which is the case approximately when $F/V^{*/*} = 1$. The "true" value is about $\tilde{\alpha}_{\infty} = 88$, this being the value of α from tube measurements converted to random incidence and averaged over the frequencies 500, 1000, 2000 and 4000 Hz.

Also a plot was made of $\bar{\alpha}_{500}$... against F/S, a parameter that was suggested in literature several times. The figure (not reproduced here) is almost identical to Fig. 22, as was to be expected since approximately S=6 $V^{*/a}$.

Notwithstanding Figs. 20, 21, 22, that seem to show that there is some dependence on area, volume or a combined parameter, we maintain that this way of representation is misleading. It explains nothing, it only states a fact. The true explanation can be given only by taking into account simultaneously the edge effect and the diffusivity.

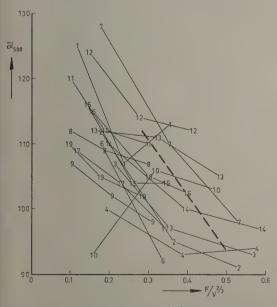


Fig. 22. $\bar{\alpha}_{500}$... as function of $F/V^{3/s}$ for all institutes. The dotted line is the straight line that gave the best fit for diffuse rooms in the First Round Robin [1].

In the following sections we shall mainly use the quantity $\bar{\alpha}_{500}\dots$ to discuss the various effects, i.e. we concentrate on the behaviour at medium and high frequencies. This is justified since neither the area F, nor the volume V, nor the degree of diffusivity show any measurable influence on the result at 125 Hz. The average value of α_{125} is approximately 20.5 with a standard deviation of approximately 7. The difference between "with diffusivity" and "without diffusivity" is less than 1. So is the difference between the group of rooms smaller and larger than 150 m³. The differences between the results with F=12 m² and with 4 m² is of the order of 2.

So, far within the accuracy of measurement no influence on α_{125} can be detected. We therefore shall continue to concentrate on $\bar{\alpha}_{500}\dots$, i.e. on the medium and high frequencies.

7. Edge effect in diffuse rooms

If eq. (1), $\alpha = \alpha_{\infty} + \beta E$, would hold, we ought to find a linear relation between α and E. If β would be different for the various laboratories — which is very likely since there have not been given strict instructions what to do with the edges, so that there is much variation in this respect between the laboratories — the linear relation should hold for each laboratory separately.

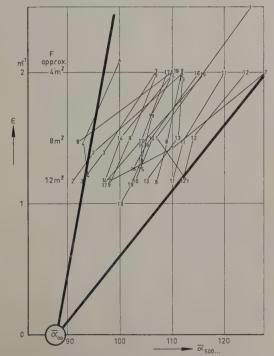


Fig. 23. There seems to be a linear relation per institute between $\bar{a}_{500}\dots$ and the relative edge length E; diffuse rooms.

We, therefore, made a plot (Fig. 23) of \bar{a}_{500} ... for the most diffuse state against E for all laboratories. Instead of points, crosses, etc. we used the reference numbers of the laboratories. Since most institutes measured with three areas, we have as a rule three points per institute, which were connected by straight lines. We expect, then, a straight line per institute, which, extrapolated to E = 0, would intersect the α -axis at $\bar{\alpha}_{\infty}$, the true value at random incidence. As said before we expect about $\bar{\alpha}_{\infty} = 88$ from tube measurements. The heavy lines in Fig. 23 are drawn with this in mind. The individual curves should be straight lines between these boundaries, all pointing to the apex $\bar{\alpha}_{\infty}$. With a view to the limited accuracy, say 2 or 3% at least, this is the case indeed. After Figs. 20 and 21, that explain nothing, and Fig. 22, that consists of many awkwardly curved lines giving no insight at all, it is a relief to have found a way of representation, Fig. 23, that corroborates, or at least does not violate, a reasonable hypothesis, namely that the edge effect is responsible for what is generally called the area effect. More evidence is available, however, to prove the soundness of the hypothesis (see later).

8. Effect of diffusivity

Fig. 24 ist identical with Fig. 23 but for a change in the absorption-scale. Although all details are now

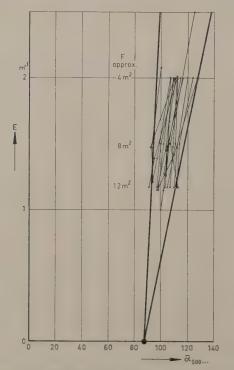


Fig. 24. As Fig. 23 but for a change in the α -scale.

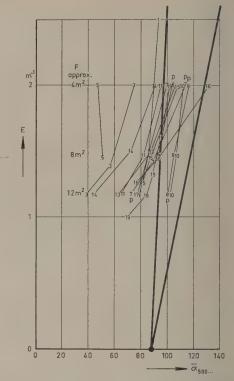


Fig. 25. As Fig. 24 but for rooms without diffusivity.

Obviously lack of diffusivity is detrimental.

lost, it is even clearer from this figure than from Fig. 23 that eq. (1) holds approximately. Fig. 25 represents the same results, but this time for rooms without any diffusing elements. The heavy lines are copied from Fig. 24. Without diffusing elements α is, on the average, smaller than with such elements, the more so the larger the area F is (large F corresponds with small E). Moreover the individual lines for each institute do no longer point to $\bar{\alpha}_{\infty}=88$ for $E \rightarrow 0$.

We may conclude: lack of diffusivity yields too low values of α , especially at large areas F of the sample. A few institutes remain, even without diffusing elements, more or less between the heavy boundaries. But they are the institutes with polycylindric surfaces. So even without intentionally added diffusing elements they are more or less diffuse. The corresponding lines (6, 7 and 8) are marked with p. However, even for these institutes 12 m^2 area of a highly absorbing sample is almost more than they can cope with.

These facts are commonly known, although not quantitatively. In a very reverberant room it is rather easy to achieve a diffuse sound field, even when the boundaries are flat and when no diffusing elements have been added intentionally. A patch of highly absorbing material applied to one of the

boundaries of such a room tends to distort the diffuse field, absorbing those waves best to which it is exposed more intensely. A sufficient diffusivity can be maintained in that case, but only by introducing diffusing elements. The larger the absorbing area is and the higher the absorption coefficient is, the more it becomes difficult to maintain a high degree of diffusivity of the field. If the problem is to achieve a diffuse field in the steady state it may be helpful to use a number of sound sources, skilfully distributed in space and direction.

For a decaying reverberant field, as in a reverberation room after the sound source has stopped, the way in which the sound field has been generated is probably entirely indifferent, contrary to what is frequently hoped.

9. The combined influence of edge effect and diffusivity

If our reasoning – that is still in need of further evidence – is correct, the situation of the reverberation method is the following. When the sample is taken small in order to warrant a sufficiently diffuse field the absorption coefficient may be intolerably increased by edge effect. When, on the contrary, a large sample is used in order to reduce the edge effect to acceptable proportions it may turn out to be impossible to achieve a sufficiently diffuse reverberant field, especially when the sample is highly absorbing. So, the problem really is to find the best compromise, if such a compromise does exist, between the two dangers mentioned, intolerable edge effect and lack of diffusivity.

In order to reduce the edge effect to reasonable proportions ISO/TC 43/WG 3 thought an area of 10 to 12 m² of material necessary. A room of 180 m³ or more can be maintained sufficiently diffuse with such a sample. At the moment it is doubtful whether rooms of about 100 m3 can be made acceptable (see section 10). The floor surface will be of the order of $5 \text{ m} \times 5 \text{ m}$, which is too small for a sample of 3 m × 4 m. On the one hand there must remain sufficient room between sample and wall to call the edge really free. On the other hand it is doubtful whether it is feasible, or at least it will be very difficult, to maintain a diffuse field in such cases. For an international standard this seems sufficient reason not to allow rooms smaller than 180 m³ up to the moment that it has been shown clearly that smaller rooms can be used and how this should be done. ISO/TC 43 has, therefore, prepared a draft-recommendation with 180 m3 as the smallest allowed volume.

10. Further proof of the validity of the hypothesis

The final proof of our reasoning is that the results of both Round Robins can be explained along this line of thought without any difficulty. None of the results is in contradiction with it.

Fig. 26 represents \bar{a}_{∞} , from measurements in diffuse and non-diffuse rooms respectively, as read from Figs. 24 and 25 by extrapolation to E=0 of the lines for all individual institutes, as a function

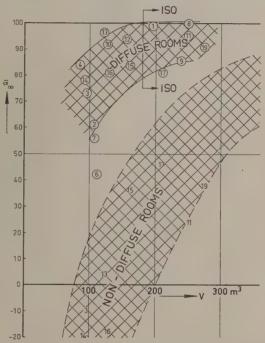


Fig. 26. \bar{a}_{∞} is a function of the volume for diffuse and nondiffuse rooms (derived from Fig. 24 and 25 for each institute). Values with and without diffusivity resp. are represented with and without a circle around the reference number.

of the volume V of the rooms. Even in the very diffuse rooms \bar{a}_{∞} is measured considerably too low in rooms of less than $120~\text{m}^3$. The ISO-proposal for the smallest volume, $180~\text{m}^3$, looks to be on the safe side at least when \bar{a}_{∞} is taken as a criterion. The values of \bar{a}_{∞} found in rooms with no diffusivity at all, is undoubtedly much too low. Here again, the smallest volumes are the worst.

Finally we will discuss Fig. 27 that is a representation of the results of the first Round Robin in the E- \bar{a}_{500} ...-plane. The heavy boundaries are the same as those of Figs. 23...25. The reference numbers of the 1st Round Robin differ from those of the present one (see legend in the left hand corner). Upright reference numbers refer to rooms with parallel walls, obliquely written reference numbers

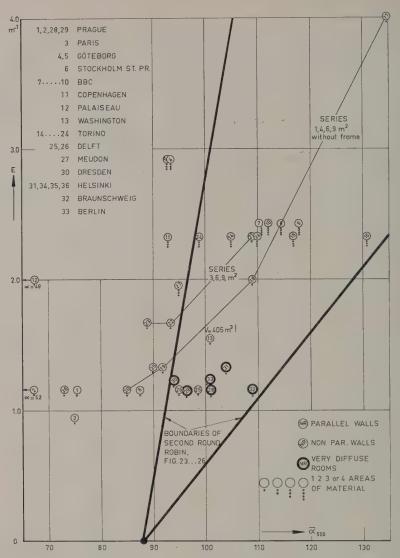


Fig. 27. The results of the First Round Robin explained with the aid of a representation in the $E-\bar{a}_{500}$...-plane.

to rooms with non-parallel walls. The number of patches of material used, n, is indicated under the corresponding reference number by 1, 2, 3 or 4 dots. Six circles (28...33) are drawn heavily. They correspond to rooms with much diffusivity; they constitute the group that I called the ISO-group in the report of the 1st Round Robin [1]. It should be borne in mind that most of the rooms as used during the First Round Robin would be called "without any diffusivity at all" in the Second Round Robin.

All results of Fig. 27 can be explained easily as follows:

i. The ISO-group (28...33) falls in between the heavy straight lines, as was to be expected, since the rooms were very diffuse.

ii. The other points show up, as a rule, too low values for $\bar{\alpha}_{500}\dots$ when only one area of material (n=1) was used. This is due to lack of diffusivity (compare Figs. 24 and 25). The reference numbers 2 and 12 even fall outside the graph.

iii. The points with more areas (n=3 or 4) seem satisfactory, at least most of them lie between the heavy straight lines. Application in more than one area increases the diffusivity (greater \bar{a}), but increases the edge effect also (again greater \bar{a}) resulting in a value of \bar{a} that is too large. Moreover the spread is tremendous, viz. from $\bar{a}=92\dots 131$. Probably the diffusivity in this group is not entirely sufficient. If it would have been, the results would have shown even larger values of \bar{a} , thus bringing the group between the heavy lines. The centre of

gravity of this group would then lie some 10% above that of the ISO-group, due to excessive edge effect.

iv. The idea of dividing the material in more areas, borrowed from the German standard, is not bad. Since the phenomenon of diffusivity has been studied, however, we must say that using more than one area, is an awkward means of arriving at a more or less diffuse sound field. The disagreeable, and in fact unacceptable, consequence is a large increase in edge effect and a large decrease of accuracy or reliability as a consequence of the variance in the edge effect from institute to institute.

v. The group with n=3 or 4 compares very well with the group n=1, F=4 m² in diffuse rooms, as is evident from a comparison with Fig. 24. Since the diffusivity was probably rather insufficient a comparison with Fig. 25 is reasonable too. The resemblance is very good.

vi. Nr. 13 is interesting, $F = 6.5 \text{ m}^2$, $V = 405 \text{ m}^3$. For achieving diffusivity, only a rotating vane was used. Although these circumstances can be improved the situation is not bad. The edge effect is rather large; the field must have been more or less diffuse due to the small value of F and the large value of V.

vii. Nr. 25 and 26 (our own room) are not bad. Volume rather large, 156 m³; walls and ceiling rather diffuse. The situation can be improved certainly, as is likely from the absorption characteristics [1] and has been shown by the measurements for the second Round Robin (Nr. 12 in Fig. 23).

viii. Torino carried out two series (17...20) with one sample of 1, 4, 6, 9 m² respectively and 21...23 with one sample of 3, 6, 9 m² respectively). The results have been connected by thin lines. The first series was without frame at all (large edge effect), the second with a frame. For the larger areas (small E) lack of diffusivity explains the bend of the curve to the left, outside the heavy lines.

11. Conclusions and desirability of future work

In order not to get too much edge effect one area of $10...12 \,\mathrm{m}^2$ should be used. A diffuse reverberant field can be maintained in rooms larger than $180 \,\mathrm{m}^3$, but a number of diffusing elements, e.g. panels with a total surface sufficient to cover the floor, should be installed; this should be done with much care, as described in section 3.

Although these conclusions seem to warrant that reasonable results will be obtained, there remain various problems that are in need of further study.

i. Up till now rooms much smaller than 180 m³, say around 100 m³, seem unacceptably small, since with a sample of 10...12 m² a diffuse reverberant field can generally not be maintained in such small rooms. It has not been proved, however, that this should necessarily be so. Since many laboratories have such small rooms it is worthwhile trying to find methods for obtaining sufficient diffusivity in such rooms with a highly absorbing sample of at least 10 m². The requirement that the smallest distance between the sample and the walls should exceed 1 m, should be kept in mind since otherwise the edges are not sufficiently free.

ii. Hanging numerous plates in a random way all over the volume of the room makes the room hardly accessible. It seems logic to suppose that the plates can be moved somewhat sideways and to the ceiling, keeping them at distances not smaller than say 0.5...1 m from the boundaries, without decreasing the diffusivity. How and to which extent this can be done is not yet known.

iii. The edge effect needs further study, i.e. the value of β for various ways of finishing the edges for various materials and absorbing constructions is wanted. Since absorbing material is often used as patches distributed in a regular or irregular way, e.g. by mounting patches in a checker board pattern, the behaviour of such arrangements should be studied.

iv. As said before, absorbing materials are frequently used in a semi-diffuse field. Although it is difficult to define the problem, it is obvious that the consultant, who has to deal with such cases in practice, is badly in need of information to this effect.

(Received 27th June 1960.)

References

[1] Kosten, C. W., Die Messung der Schallabsorption von Materialien, einschließlich die Ergebnisse der internationalen Vergleichsmessung 1959, Proc. 3rd ICA-Congress, in press.

[2] MEYER, E. and KUTTRUFF, H., Akad. Wiss. Göttingen, Math.-physik. Kl., II a, Mathem.-physik.-

chem. Abt., (1958) 6.

[3] INGERSLEV, F., Unpublished communication at the meeting at Rapallo of ISO/TC 43/WG 3, March 1960.

Buchbesprechungen

F. Winckel, Phänomene des Musikalischen Hörens. Aesthetisch-Naturwissenschaftliche Betrachtungen. Hinweise zur Aufführungspraxis in Konzert und Rundfunk. Max Hesses Verlag, Berlin und Wunsiedel 1960, 160 Seiten, 15 cm × 21 cm, DM 14.80.

Das vorliegende Buch stellt teils eine Neufassung, teils eine Ergänzung der früher im gleichen Verlag erschienenen Veröffentlichung des Verfassers "Klangwelt unter der Lupe" dar. Es verwertet viele der neueren einschlägigen akustischen Untersuchungen und verfolgt das Ziel, einem breiteren Leserkreis, besonders Musikern, Musikwissenschaftlern, Tonmeistern und ähnlichen Berufen die Bedeutung der Ausgleichsvorgänge in der musikalischen Praxis verständlich zu machen. Außerdem wird dargelegt, daß gewisse Schwankungserscheinungen musikalisch reizvoll und daher notwendig für eine befriedigende Darbietung sind. Solche Phänomene dürften vielen der angesprochenen Leser noch nicht bekannt sein, weshalb sie die vorliegende Unterrichtung dankbar aufnehmen werden, zumal sie in flüssiger und lebendiger Weise vorgetragen wird.

Indessen müssen von akustischer Seite gewisse Bedenken angemeldet werden. Sie beziehen sich darauf, daß sich manche der herangezogenen akustisch-physiologischen Ergebnisse auf andere als musikalisch-akustische Verhältnisse beziehen und daß manche Deutungen des Verfassers subjektiv sind, auch wenn sie musikalisch einleuchtend und sympathisch erscheinen. Diese Dinge sind eben zu heterogen und von zu vielerlei Komponenten physiologischer, psychologischer, auch nationaler Eigenart abhängig, daß jeder Schein der Einseitigkeit Widerspruch hervorrufen muß. Es darf, um nur dies anzudeuten, nicht vergessen werden, daß es eine Menge von maßgeblichen Beurteilern gibt, welche das "Seufzen Carusos", das allzu geräuschvolle Anstreichen von Geigen, das übertriebene Ansprechen von Orgelpfeifen nicht schätzen. Der stationäre Klang an sich, die bewußt und durch äußerste Disziplin entmaterialisierte Tongebung vieler berühmter Musiker sollten mindestens dieselbe Würdigung finden, sonst mag es geschehen, daß Mißverständnisse auftreten, die nicht der Zielsetzung des Buches entsprechen.

Es ist auch nicht ganz ersichtlich, warum beispielsweise auf S. 37 verlangt wird, daß ein Klavier keine Resonanzstellen habe, wo doch andererseits der Wert der Variabilität dargelegt wird, es zudem gar keinen Resonanzboden ohne Resonanzstellen geben kann. Es kommt hinzu, daß gelegentlich Vergleiche zu den Ergebnissen auf anderen Gebieten gezogen werden, deren Gültigkeit nicht immer einleuchtend ist. Obwohl der Referent auf außerakustischem Bereich nicht sachverständig ist, scheint es ihm unmöglich zuzugestehen, daß ein Gedanke ... 100 Millionen mal schneller entsteht, als es der Geschwindigkeit des Lichtes entspricht" (S. 70). Wie sollte das festgestellt worden sein?

Trotz alledem ist der Versuch, akustische Probleme populär zu machen, zu begrüßen und eine weite Verbreitung des Buches schon aus dem Grunde, Diskussionen auszulösen, zu wünschen. Bei einer Neuauflage wäre die Ausmerzung von Druckfehlern, die richtige Koordinierung von Literaturstellen und ein deutlicherer Druck einzelner Abbildungen zu empfehlen.

W. LOTTERMOSER

W. REICHADT, Grundlagen der Elektroakustik, 3. Aufl., S. Hirzel, Leipzig 1960, 651 S., 429 Abb.

Im vergangenen Jahr ist die 3. neubearbeitete Auflage der "Grundlagen der Elektroakustik" erschienen. Sie wurde vom Verfasser ergänzt und an einigen Stellen erheblich umgearbeitet und ist damit wieder eines der ausführlichsten und modernsten Bücher zur Einführung in die Technik der Schallübertragung und Schallaufzeichnung, auf die der Begriff der Elektroakustik hier bewußt beschränkt wurde.

Die bewährte Einteilung des Buches in ganz verschieden umfangreiche Abschnitte (Physikalische Grundbegriffe, Schallempfinden des Menschen, Schallwandler, Mikrophon-Einsatz, Beschallungstechnik, elektrische Schallübertragung, Schallaufzeichnung), die in einzelne Kapitel aufgeteilt sind, wurde beibehalten. Einzelne Kapitel wurden schärfer gegliedert, eine ganze Anzahl stark erweitert und umgearbeitet, so z. B. diejenige über Lautstärke, Klangfarbe und Ohrträgheit auf Grund neuer Erkenntnisse über das Schallempfinden, die ja z. T. im Institut des Verfassers selbst gewonnen wurden. Auch das Kapitel über die stereophone Übertragung wurde ausgebaut. Besonders ist aber die Neubearbeitung des Abschnitts über die Schallwandler - unter Mitarbeit von A. Lenk - zu nennen, dessen klare, folgerichtige Systematik der Schallwandler bestechend ist.

Bei der Größe des Gesamtgebiets ist eine Beschränkung in der Darstellung notwendig. Die rein elektrischen Teile der Übertragungsketten sind daher auch in der neuen Auflage nur übersichtsweise behandelt, sofern es sich nicht um Probleme handelt, die die akustische Wirkung wesentlich beeinflussen, wie z. B. Frequenzgrenzen, Rauschen usw. Wünschenswert erscheint dagegen eine noch etwas größere Ausführlichkeit bei einigen Kapiteln, besonders im Abschnitt über die Schallaufzeichnung.

Gewisse Schwierigkeiten eines neuen Lesers bei einigen ungewohnten akustischen Benennungen (wie "Standwert" und "Mitgang"), die der Verfasser schon früher zur Vermeidung von Mißverständnissen bei elektrisch-akustischen Analogien eingeführt hatte, sind sicher nur vorübergehend. Es ist sehr zu begrüßen, daß der Verfasser beabsichtigt, sie in der nächsten Auflage durch allgemein gebräuchliche, genormte Ausdrücke (wie "Impedanz" und "Admittanz") zu ersetzen.

Durch die erwähnten Ergänzungen und Verbesserungen hat das Buch an Vollständigkeit und klarer Darstellung gewonnen. Es wird in der vorliegenden Form die gestellte Aufgabe — Studenten und jüngeren Praktikern der Industrie noch besser als bisher zu dienen — erfüllen können. Es kann darüberhinaus dem erfahrenen Akustiker ein wertvolles Hilfsmittel bei der Durcharbeitung elektroakustischer Probleme sein. Dazu trägt das umfangreiche Literaturverzeichnis bei.

K. TAMM

1. Physical acoustics — Physikalische Akustik —		Plane condensor electrostatic actuators,	
Acoustique physique		by G. B. Madella	128
		Transients and the equivalent electrical circuit	
Ecoulements liés à une onde supersonique,		of the piezoelectric transducer,	
par F. Canac et M. Merle	14	by L. Filipczynski	149
On the thermoelastic waves in liquids,		Absolut-Bestimmung des Übertragungsfaktors	
by E. I. Takizawa	25	von Mikrophonen im diffusen Schallfeld,	
Schallausbreitung in teilweise dissoziiertem, gas-		von H. G. Diestel	277
förmigem Distickstofftetroxyd, von G. Sessler.	44	Schwingungseigenschaften von elektrostatischen	
Schwingungen des isotropen Kreiszylinders mit		Wandlern nach dem Sell-Prinzip, von K. Geide	295
verschwindender Axialkomponente.			
von H. Böhme, E. Fromm und E. Sittig	67	3 Room acoustics Raumakustik	
Die Schwingungsrelaxation in gasförmigem und		3. Room acoustics — Raumakustik — Acoustique des salles	
flüssigem Chlor, von E. Sittig	81	Acoustique des sanes	
Untersuchungen an orthotropen Platten,		Sound reinforcement at the Sidney Myer Music	
von M. Heckl	109	Bowl, Melbourne, Australia, by R. W. Muncey	
Phase relation between sonoluminescence and	200	and A. F. B. Nickson	60
cavitating bubbles, by K. Uegishi	124	Bemerkung zur Messung der Schallabsorption im	00
Zur Messung des dynamischen Elastizitätsmoduls		Hallraum bei vollständiger Diffusität,	
von Anstrichfilmen, von G. W. Becker und	5.33	von W. Kuhl und U. Kath	125
K. Frankenfeld	127	The problem of the reverberation method solved?	120
The propagation of sound in nitrous oxide,		by C. W. Kosten	126
by R. Holmes, H. D. Parbrook and W. Tempest	155	Die schallzerstreuende Wirkung von Kugel- und	120
Der Zusammenhang zwischen der Guldbergschen		Zylindersegmenten auf Hallraum-Wänden,	
Regel und dem Temperaturverlauf der Schall-		von G. Venzke	170
geschwindigkeit in Flüssigkeiten,	3.00	Sound propagation in a fibre block as a composite	
von W. Schaaffs	160	medium, by Y. Kawasima	208
Schallausbreitung in gasförmigem Wasserstoff,	177	The mean free path in room acoustics,	
von G. Sessler	176	by C. W. KOSTEN	245
Präzisionsmessung der klassischen Schallabsorp-	100	Ein neuer Hallraum für Schallwellen und elektro-	
tion mit Hilfe des Zylinderresonators (I)	189	magnetische Wellen, von E. MEYER,	
Theorie des akustischen Zylinderresonators unter		G. KURTZE, H. KUTTRUFF und K. TAMM	253
Berücksichtigung der Schallanregung (II),	100	Der Einfluß der Kanten auf die Schallabsorption	
von L. Fritsche	199	poröser Materialien, von W. Kuhl	264
Sound propagation in a fibre block as a composite	200	Zur Genauigkeit von Schallabsorptionsgradmes-	
medium, by Y. Kawasima	208	sungen im Hallraum, von H. G. Andres und	
Schlierenoptische Untersuchungen an starken	237	D. Brodhun	330
Luftschallwellen in Rohren, von H. Schlemm .	201	Beitrag zur Problematik der Diffusität des Schall-	
Verkettete mechanische Impedanzen zur Messung		feldes im Hallraum, von F. KOLMER,	
der Körperschalldämmung an ecken- und kreuzförmigen Stoß-Stellen (Modellversuche),		M. Krňák und J. Tichy	357
** **	287	Optimum reverberation time for speech rooms	
von H. Hinsch	201	based on hearing characteristics,	
durchströmten Kanal, von K. Schuster	326	by J. P. A. Lochner and J. F. Burger	394
The acoustic impedance of thin layers of porous	020	International comparison measurements in the	
material, by M. A. FERRERO and		reverberation room, by C. W. Kosten	400
G. G. SACERDOTE	336		
Messungen zur Energieverteilung von Dehn- und		4. Buildings acoustics — Banakustik —	
Biegewellen auf Platten bei statistischer An-	•	Acoustique des bâtiments	
regung, von F. Keller	349	reconstitute ace butiments	
Experimental study of singing vanes,	-	Die Schalldämmung von homogenen Einfachwän-	
by A. E. Brown	380	den endlicher Fläche, von M. HECKL	98
	-	Untersuchungen von orthotropen Platten,	,,,
2. Electroacoustics — Elektroakustik —		von M. Heckl	109
Electroacoustique		Measurement of the sound insulation by random	
All the second second second second		and by normal incidence of sound,	
A vocoder for transmitting 10 kc/s speech over		by E. Brosio	173
a 3.5 kc/s channel, by M. R. Schroeder and		Verkettete mechanische Impedanzen zur Messung	
E. E. DAVID, Jr	35	der Körperschalldämmung an ecken- und	
Eine Mikrophonanordnung großer Richtungsemp-		kreuzförmigen Stoß-Stellen (Modellversuche),	
findlichkeit, von P. Dämmig	120	von H. Hinsch	287

5. Noise and noise abatement — Geräusche und Geräuschbekämpfung — La lutte contre le br	uit	Ultraschallbildwandlung mit dem Elektronen- spiegel, von G. Koch	167
Schalldämpfung und Schallverstärkung in Luft- strömungen durch absorbierend ausgekleidete		by J. Weiszburg and P. Greguss, Jr Probleme der Ultraschallübertragung an Grenz-	186
Kanäle, von Fr. Mechel	133	flächen, von R. Pohlman	217
Flow noise in water-filled tubes, by E. MEYER, A. DINKELACKER and K. TAMM	322	Probleme der Ultraschall-Übertragung in erhitzten Flüssigkeiten, von R. Pohlman	229
11. DINKELACKER and IX. I AMM	022	Light diffraction by progressive ultrasonic waves	223
6. Subjective acoustics — Subjektive Akustik —	-	in plexiglas, by W. G. Mayer and E. A. Hiedemann	25
Acoustique subjective		The propagation of ultrasonics in organic liquids	
The loudness of directional sound fields,		under pressure Variation of specific heat ratio	
by D. W. Robinson and L. S. Whittle	74	and viscosity with pressure, by H. F. Eden	200
Just audible thresholds for harmonic distortion,	0.7	and E. G. RICHARDSON	309
by M. E. Bryan and H. D. Parbrook	87	by M. V. Kaulgud	316
Das Absinken der Mithörschwelle nach dem Abschalten von weißem Rauschen, von H. J. Stein	116	Das Phasenvergleichs-Interferometer zur Messung	
Zur Unterteilung des hörbaren Frequenzbereiches		kleinster Schallgeschwindigkeitsänderungen bis	200
in Frequenzgruppen, von E. Zwicker	185	zu 1 mm/s, von W. Schaaffs und C. Kalweit.	385
Ein Verfahren zur Berechnung der Lautstärke,	201	10. Underwater acoustics — Wasserschall —	
von E. Zwicker	304	Acoustique des fluids	
Phasische und tonische Antworten vom Tympanal- organ von Tettigonia viridissima,			
von H. Autrum	339	Phase relation between sonoluminescence and	10/
		cavitating bubbles, by K. Negishi	124
7. Musical acoustics — Musikalische Akustik —		Meßbeckens, von E. Meyer, W. Schilz und	
Acoustique musicale		К. Тамм	281
The natural frequencies of musical horns,		11. Miscellaneous — Allgemeines — Divers	
by F. J. Young	91	11. Miscenaneous — Angemeines — Divers	
Frequenzmessungen an gesungenen Akkorden,		Buchbesprechung, Schwingungstechnik, VDI-	
von W. Lottermoser und FrJ. Meyer	181	Berichte (W. Willims)	24
Untersuchung eines Resonanzkastens auf Grund seiner Schwingungsformen, von A. Keller.	372	Bookreview J. R. Pierce and E. E. David, Jr.,	0.0
semei Saiwingungsiotinen, von A. Reller.	014	Man's world of sound (E. G. RICHARDSON) Buchbesprechung O. Zinke und H. Brunswig,	29
0.0.1.1.0		Hochfrequenz-Meßtechnik (F. Kirschstein)	34
8. Standards of measurements — Akustische Meßtechnik — Mesures standards		5. Tonmeistertagung	43
Mentecinik — Mesures standards		Buchbesprechung W. Rehwald, Elementare Ein-	
Écoulements liés à une onde supersonique,		führung in die Bessel., Neumann- und Hankel- funktionen (W. KALLENBACH)	59
par F. Canac et M. Merle	14	Buchbesprechung P. H. Parkin and H. R. Hum-	35
Schwingungsformen zylindrischer Scheiben aus Bariumtitanatkeramik, von G. Schmidt und		phreys, Acoustics noise and buildings	
L. Kutschabsky	30	(L. Cremer)	72
Schwingungen des isotropen Kreiszylinders mit		Edward Gick Richardson † (R. W. B. STEPHENS).	73
verschwindender Axialkomponent,	-	Buchbesprechung M. Adam, Akustik (M. Grützmacher)	80
von H. Böhme, E. Fromm und E. Sittig Zur Messung des dynamischen Elastizitätsmoduls	67	Bemerkungen zur Arbeit "M. Heckl, Schall-	- 1
von Anstrichfilmen, von G. W. Becker und		abstrahlung von Platten bei punktförmiger An-	-
K. Frankenfeld	127	regung." (E. J. SKUDRZYK)	123
Ultraschallbildwandlung mit dem Elektronenspie-	3.65	Erwiderung zu den Bemerkungen von Herrn Prof. Skudrzyk (M. Heckl)	123
gel, von G. Koch	167	25jähriges Bestehen der Kommission für Akustik	120
J. H. Janssen	186	an der Akademie der Wissenschaften der	
Präzisionsmessung der klassischen Schallabsorp-		UdSSR (N. N. Andrejew)	124
tion mit Hilfe des Zylinderresonators (I),		Colloque sur le bruit des Machines	$\frac{124}{125}$
von L. Fritsche	189	Buchbesprechung H. Feldmann, Die geschichtliche	140
		Entwicklung der Hörprüfungsmethoden	
9. Ultrasonics — Ultraschall — Ultrasons		(H. G. Diestel)	126
M-1-11		Buchbesprechung, Lexikon der Hochfrequenz-,	140
Modellversuche zur elektromagnetischen Rück- strahlortung (Radar) mit Ultraschallwellen		Nachrichten- und Elektrotechnik (O. Weis). Buchbesprechung A. Fischer, Grundzüge der	148
(Sonar), von E. Meyer und P. Schnupp	1	Elektroakustik (W. Reichardt)	154
Schwingungsformen zylindrischer Scheiben aus		Berichtigung Arbeit H. Böhme	159
Bariumtitanatkeramik, von G. Schmidt und	0.0	Recent studies of noise problems	187
L. Kutschabsky	30	New Journal of Auditory Research	188

Werner Meyer-Eppler † (W. Kallenbach) First Announcement Fourth International Congress on Acoustics Copenhagen 1962 by F. Ingersley	198 276 315 371	und Anwendungen der Informationstheorie (W. Kallenbach)	384 393 412 412
AUTHOR INDEX NAMENVI	ERZE	CICHNIS INDEX DES AUTEU	IRS
Andres, H. G. und Brodhun, D., Zur Genauigkeit von Schallabsorptionsgradmessungen im Hallraum	330 339 67 330 173 380 87 394 14 120 35 277 322 309 336 149 189 67 295 185	Holmes, R., Parbrook, H. D. and Tempest, W., The propagation of sound in nitrous oxide. Janssen, J. H., see Tukker, J. C. and — Kalweit, C., siehe Schaaffs, W. und — Kalleud, M. V., Ultrasonic velocity liquid binary mixtures	155 186 385 316 208 372 349 167 357 245 400 357 264 253 30 253 394 181 251
HECKL. M., Die Schalldämmung von homogenen Einfachwänden endlicher Fläche	98 109 251	MEYER, F.R. J., siehe LOTTERMOSER, W. und —	181 253
zur Messung der Körperschalldämmung an ecken- und kreuzförmigen Stoß-Stellen (Modellversuche)	287	beckens	281 322

MERLE, M., voir CANAC, F. et	14	Schuster, K., Zur Theorie der Schallausbreitung	
Muncey, R. W. and Nickson, A. F. B., Sound re-		in einem durchströmten Kanal	326
inforcement at the Sydney Myer Music Bowl,		Sessler, G., Schallausbreitung in teilweise dissozi-	
Melbourne, Australia	60	iertem, gasförmigem Distickstofftetroxyd	44
NICKSON, A. F. B., see MUNCEY, R. W. and	60	Sessler, G., Schallausbreitung in gasförmigem	
PARBROOK, H. D., see BRYAN, M. E. and	87	Wasserstoff	176
PARBROOK, H. D., see Tempest, W., Holmes, R.		SITTIG, G., siehe BÖHME, H., FROMM, E. und	67
	155	SITTIG, E., siehe BÖHME, H., FROMM, E. und	67
Pohlman, R., Probleme der Ultraschallübertra-		migem und flüssigem Chlor	81
gung an Grenzflächen	217	STEIN, H. J., Das Absinken der Mithörschwelle	
Pohlman, R., Probleme der Ultraschall-Übertra-		nach dem Abschalten von weißem Rauschen .	116
gung in erhitzten Flüssigkeiten	229	TAKIZAWA, E. J., On the thermoelastic waves in	
RICHARDSON, E. G., see EDEN, H. F. and	309	liquids	25
Robinson, D. W. and Whittle, L. S., The loudness		TAMM, K., siehe MEYER, E., KURTZE, G., KUTTRUFF,	
of directional sound fields	74	H. und	253
SACERDOTE, G. G., see Ferrero, M. A. and	336	TAMM, K., siehe MEYER, E., SCHILZ, W. und	281
Schaaffs, W., Der Zusammenhang zwischen der		TAMM, K., see MEYER, E., DINKELACKER, A. and -	322
Guldbergschen Regel und dem Temperatur-		TEMPEST, W., see HOLMES, R., PARBROOK, H. D.	
verlauf der Schallgeschwindigkeit in Flüssig-		and	155
keiten	160	TUKKER, J. C. and Jansson, J. H., Misleading	
Schaaffs, W. und Kalweit, C., Das Phasenver-		accelerometers	186
gleichs-Interferometer zur Messung kleinster		VENZKE, G., Die schallzersteuende Wirkung von	
Schallgeschwindigkeitsänderungen bis zu		Kugel- und Zylindersegmenten auf Hallraum-	
1 mm/s	385	Wänden	170
Schilz, W., siehe Tamm, K., Meyer, E. und	281	Weiszburg, J. and Greguss, P. Jr., Ultrasonic	
Schlemm, H., Schlierenoptische Untersuchungen		Effect on Elektroluminescent Panels	185
an starken Luftschallwellen in Rohren	237	WHITTLE, L. S., see Robinson, D. W. and	74
SCHMIDT, G. und KUTSCHABSKY, L., Schwingungs-		Young, F. J., The natural frequencies of musical	
formen zylindrischer Scheiben aus Bariumtita-		horns	9]
natkeramik	30	ZWICKER, E., Zur Unterteilung des hörbaren Fre-	
SCHNUPP, P., siehe MEYER, E. und	1	quenzbereiches in Frequenzgruppen	185
SCHROEDER, M. R. and DAVID, E. E. Jr., A vocoder		ZWICKER, E., Ein Verfahren zur Berechnung der	
for transmitting 10 kc/s speech over a 3.5 kc/s		Lautstärke	304
channel	35		